

Leipzig, 21. Juni 1896.
Geschlossen am 21. Juni 1896.

1896.

N: 7.

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 58. HEFT 3.

DER GANZEN FOLGE 204. BANDES 3. HEFT

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

MIT ZWEI TAFELN.



LEIPZIG, 1896.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

(ARTHUR MEINER.)

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 36 M.

Inhalt.

	Seite
1. L. Sohneke. Polarisirte Fluorescenz; ein Beitrag zur kinetischen Theorie der festen Körper	417
2. F. Paschen. Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper	455
3. A. Pflüger. Ueber die Brechungsindices der Metalle bei verschiedenen Temperaturen	493
4. G. Schwalbe. Ueber das electrische Verhalten der von electrisirten Flüssigkeiten aufsteigenden Dämpfe	500
5. F. Kohlrausch. Ueber Widerstandsmessungen von Electrolyten mit Wechselströmen durch das Dynamometer	514
6. W. Duane. Ueber eine dämpfende Wirkung des magnetischen Feldes auf rotirende Isolatoren	517
7. A. Kohn. Versuche über magnetisch weiche und harte Körper	527
8. M. Wien. Einheitsrollen der Selbstinduction	558
9. A. H. Bucherer. Die Wirkung des Magnetismus auf die electromotorische Kraft	564
10. W. J. Waggener. Ueber die Messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente, insbesondere über die Temperaturen im Bunsen'schen Blaubrenner	579
11. L. Boltzmann. Zur Energetik	595
12. M. Toepler. Zur Gasdiffusion	599

Die geehrten Herren Mitarbeiter erlaubt sich die Redaction der Annalen ergebenst zu ersuchen:

- 1) Die Manuscripte **druckfertig** einsubmitiren und in den Correcturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten;
- 2) die Zeichnungen in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuscript selbst einzuzichnen), sowie, da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, recht genau die Stelle des Manuscriptes anzugeben, wo sie hingehören;
- 3) Citate am Rande oder unten auf den Seiten der Manuscripte (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens, der Band-, Seiten- und Jahresszahl aufzuführen;
- 4) falls ausnahmsweise mehr als die 50 von der Verlagsbuchhandlung kostenfrei gelieferten Sonderabdrücke gewünscht werden, dies bei Rücksendung des ersten Correcturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite gefälligst bemerken, alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mittheilungen aber an die Verlagsbuchhandlung richten zu wollen.

Anderweiteriger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaction und Verlagsbuchhandlung gestattet.



PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND 58.

**1. *Polarisirte Fluorescenz;*
ein Beitrag zur kinetischen Theorie der festen
*Körper; von L. Sohncke.***

(Aus den Sitzungsber. d. math.-physik. Klasse d. k. bayer. Akad. d. Wiss.
 Bd. XXVI. 1896. Heft I.)

Inhalt: § 1. Einleitung. § 2. Vergleichung mit den Erscheinungen trüber Medien. a) Flüssigkeiten. b) Einfach brechende feste Körper. I. Abschnitt: Fluorescenz optisch einaxiger Krystalle. § 3. Rhomboëdrisches System. Kalkspath. § 4. Hexagonales System. Apatit. § 5. Fortsetzung. Beryll. § 6. Quadratisches System. Vesuvian. § 7. Fortsetzung. Hornblei. II. Abschnitt: Fluorescenz optisch zweiaxiger Krystalle. § 8. Rhombisches System. Topas. § 9. Fortsetzung. Arragonit. § 10. Fortsetzung. Weissbleierz. § 11. Monoklines System. Rohrzucker. § 12. Triklines System. Cyanit. § 13. Resultate.

§ 1. Einleitung.

Die kinetische Theorie, ursprünglich für den Gaszustand aufgestellt, aber von Clausius¹⁾ sogleich auf den flüssigen Zustand ausgedehnt, hat für letzteren, wie Hr. Chr. Wiener²⁾ schon vor langer Zeit entwickelt hat, einen beinahe augenscheinlichen Beweis in den Brown'schen Molekularbewegungen gefunden. Man kann nun unmöglich nur den gasigen und flüssigen Zustand kinetisch auffassen, sondern muss, wie es schon Clausius that, auch in den festen Körpern die Theilchen für bewegt erklären. Natürlich können hier im allgemeinen nicht beliebig fortschreitende Bewegungen auftreten, sondern die Theilchen werden — bei constanter Temperatur — nur in Schwingungen oder irgendwie gearteten Umlaufsbewegungen um feste Mittellagen begriffen sein. Ich war nun schon seit längerer Zeit bemüht, Thatsachen aufzufinden, welche geeignet erscheinen; unsere Vorstellungen über die Bewegungsvorgänge der Theilchen der festen Körper zu klären und bestimmter zu gestalten.

1) Clausius, Pogg. Ann. 100. 358. 1857.

2) Chr. Wiener, Pogg. Ann. 118. p. 79. 1863.

Weil die Molekularbewegungen nothwendiger Weise im engsten Zusammenhange mit den Wärmeerscheinungen stehen, so kann man hoffen, auf Grund der letzteren einen tieferen Blick in die molekularen Bewegungsvorgänge zu thun. Während ich diesen Gedanken bei anderer Gelegenheit weiter zu verfolgen gedenke, schlage ich in vorliegender Abhandlung einen ganz anderen Weg zur Erreichung des vorgesteckten Zieles ein.

Sobald man das molekulare Verhalten fester Körper untersucht, muss man beachten, dass man es — abgesehen vielleicht von den festen Körpern der organischen Natur (von Holz, Knochen u. s. f.), sowie von den Colloiden — immer und überall nur mit krystallisirtem Stoff zu thun hat; denn auch die als amorph bezeichneten Gläser sind wohl nur als in besonders hohem Grade kleinkrystallinisch aufzufassen.¹⁾ Somit ist die Frage nach der Art der Molekularbewegungen in festen Körpern im Wesentlichen zu ersetzen durch die Frage nach diesen Vorgängen in *Krystallen*.

Dass die Molekularbewegungen im Innern eines Krystalls nicht ganz regellose sein können, sondern durch die Art, in der die Bausteine des Krystalls angeordnet sind, d. h. durch seine Structur, bedingt sein müssen, erscheint selbstverständlich. Wenn man nun irgend welche Theilchen eines Krystalls zum *Fluoresciren* bringt, d. h. wenn man sie veranlasst, Schwingungen auszusenden, so ist dies nur dadurch möglich, dass die Theilchen zuvor selber in Schwingungen versetzt seien; und die Untersuchung des ausgesendeten Fluorescenzlichtes wird gewisse Rückschlüsse auf die Schwingungsvorgänge der fluorescirenden Theilchen selber gestatten. Allerdings bleibt es hierbei ganz unentschieden, welche Gebilde es sind, die da fluorescirend schwingen: ob Atome, bez. Atomcomplexe, oder nur etwa an den Atomen haftende electriche Ladungen.

Auf welche Art immer ein Ort im Krystall zu einer Lichtquelle gemacht sein mag, jedenfalls muss die von dort aus stattfindende Lichtausbreitung — da sie durch das krystallisirte Medium hindurch vor sich geht — die gewöhnlichen Gesetze der Lichtbewegung in Krystallen befolgen; also muss in allen Krystallen, die nicht dem regulären System angehören, Doppel-

1) W. Voigt, Abh. d. k. Ges. d. Wiss. z. Göttingen. 34. p. 48. 1887; Wied. Ann. 38. p. 574. 1889.

brechung eintreten, so dass nach jeder Richtung zwei senkrecht aufeinander polarisirte Strahlen vom Erregungscentrum ausgehen. Ist nun der Krystall nicht gerade ein dichroitischer, d. h. ein solcher, welcher die beiden Strahlen merklich verschieden absorbiert, so werden beide nach senkrechtem Austritt aus einer Krystallfläche noch dasselbe Intensitätsverhältniss haben, welches ihnen von vornherein innewohnte. *Wenn sich daher jetzt ein Strahl dem anderen an Intensität überlegen zeigt, so schliesst man mit Nothwendigkeit auf eine anfängliche Verschiedenheit der Intensität beider senkrecht zu einander schwingenden Strahlen und somit auf ganz bestimmte Schwingungsbewegungen der fluorescirenden Theilchen.*

Man darf vermuthen, dass im Krystall, zumal wenn er irgend wie von Licht getroffen wird, ähnliche Bewegungen *dauernd* vor sich gehen, im Allgemeinen freilich nicht mit hinreichender Stärke, um sich dem Auge durch Fluorescenz zu verrathen, ausser eben bei geeigneter Bestrahlung. Aber selbst wenn diese Vermuthung nicht zuträfe, so werden auf dem angegebenen Wege doch jedenfalls diejenigen Richtungen im Krystall aufgefunden, nach welchen hin jene Licht-aussendenden Schwingungen vorzugsweise sich vollziehen können.

Derartige Beobachtungen bilden den Inhalt des Folgenden:

Die hier behandelte Erscheinung ist in vereinzelten Fällen schon früher beobachtet; ihr Entdecker Grailich¹⁾, der sie an fünf verschiedenen Platincyandoppelsalzen gesehen hat und als „Doppelfluorescenz“ bezeichnet, entwickelt sehr klare Vorstellungen über dieselbe. „Merkwürdig ist die Thatsache, dass ein Dichroismus des Fluorescenzlichtes beobachtet wird, der mit dem Dichroismus des Krystallkörpers bezüglich durchgelassenen Lichts in keiner Beziehung zu stehen scheint. Vielleicht ist Dichroismus hier nicht der rechte Ausdruck, da es sich *mehr um Unterschiede in der Intensität, als in der Farbe des Lichts* handelt. Das Licht der Fluorescenz des Calciumplatincyans vibriert senkrecht zur Längensaxe des herrschenden Prisma intensiver, obschon Calciumplatincyans smaragdgrünes Licht durchlässt, es mag \parallel oder \perp zur Längensaxe vibriren.“ ... „In allen diesen Fällen zeigen die eigentlichen

1) Grailich, Krystallograph.-optische Untersuchungen. Wien. p. 64 u. 67. 1858.

Körperfarben, die man im durchgelassenen Lichte beobachtet, durchaus kein Analogon. Die krystallische Absorption ist in keinem bestimmbar Zusammenhang mit der krystallischen Fluorescenz.“ „Die Elasticität innerhalb des Moleküls muss eine andere sein als ausserhalb desselben im Krystallganzen. Für die fluorescirenden Moleküle verhält sich der übrige Krystall nur als durchsichtiges Medium. Die Doppel-
fluorescenz ist Molekulardichroismus, Molekularabsorption, im Gegensatz zum gewöhnlichen Dichroismus der Krystalle.“

Für Magnesiumplatincyranür beschrieb v. Lommel die dichroitische Fluorescenz zuerst.¹⁾ Im gleichen Jahre fand Maskelyne²⁾ Polarisation des durch Kathodenstrahlen erregten Fluorescenzlichtes von Smaragd, Saphir, Zinnstein und Hyacinth, und zog aus seinen Beobachtungen, freilich mit allem Vorbehalt, den Schluss, dass immer jene Strahlen erzeugt werden, deren Vibrationsrichtung der Richtung maximaler optischer Elasticität im Krystalle entspreche. — Dies ist, soviel mir bekannt, das bisher vorliegende Beobachtungsmaterial. Es ist sehr spärlich, trotzdem dass die Erscheinung ungemein verbreitet sein muss. Nämlich *ich halte*, auf Grund der obigen Erwägungen, *die polarisirte Fluorescenz für eine Eigenschaft, die allen mit Fluorescenz begabten doppelbrechenden Krystallen zukommt*, sodass ihr Fehlen eine Ausnahme wäre, die erst eine eigene Erklärung erfordern würde.³⁾ Um diese meine Auffassung zu beweisen, erscheint es vor allem nothwendig, die

1) v. Lommel, Wied. Ann. 8. p. 634. 1879.

2) Anhang zu einer Abhandlung von Crookes. Proc. Roy. Soc. London. 28. p. 477. 1879.

3) Eine ganz andere Auffassung hat E. Wiedemann bezüglich der dichroitischen Fluorescenz entwickelt, welche die Platineyandoppelsalze unter der Wirkung der Kathodenstrahlen zeigen (Wied. Ann. 9. p. 158. 1880). Er führt dieselbe darauf zurück, dass die oberflächliche Schicht eine Entwässerung erfährt, dass die tiefer liegenden, unentwässert gebliebenen Theile noch fluoresciren, und dass letzteres Licht, die Oberflächenschicht durchdringend, in 2 senkrecht polarisirte Componenten zerlegt werde, die verschiedene Absorption erleiden. Während diese Deutung auf die 4 von Maskelyne studirten Substanzen offenbar keine directe Anwendung findet, will sie sich auch mit der von Grailich hervorgehobenen gänzlichen Unabhängigkeit zwischen „Doppelfluorescenz“ und Dichroismus des Krystalls für durchgelassenes Licht nicht recht in Einklang bringen lassen.

polarisirte Fluorescenz womöglich an gänzlich wasserhellen und daher von Dichroismus freien Krystallen nachzuweisen; nämlich „starken Pleochroismus können nur stark absorbirende, d. i. lebhaft gefärbte Krystalle zeigen“.¹⁾

Die sehr einfache Versuchsanordnung bestand darin, paralleles Licht (der Sonne oder der electrischen Lampe) durch eine Linse von 27 cm Brennweite und 5 cm Durchmesser (es war eine Bergkrystalllinse) in ein schwach conisches Strahlenbündel umzugestalten und so in den Krystall eintreten zu lassen. Immer, ausser bei der Untersuchung des Kalkspaths, war ein violettes Glas vor die Linse geschaltet. Dasselbe lässt das ganze Blau und Violett, von etwa $\lambda = 0,525 \mu$ an, d. h. von *E* bis über *H* hinaus, — mit nur einem schmalen Absorptionsstreifen jenseits *H* — hindurch, ferner noch den kleinen Theil des Roth, der die Linien *A* und *B* enthält (0,780 bis 0,680 μ), und einen schmalen Streifen im Anfang des Gelbgrün, von 0,576 bis 0,551 μ . Der im Krystall durch Fluorescenz sich abzeichnende Strahlenweg wurde von der Seite her durch ein Nicol'sches Prisma, nöthigenfalls mit Lupe, beobachtet. In vielen Versuchen war das Licht dicht vor seinem Eintritt in den Krystall bereits durch ein Nicol'sches Prisma hindurchgeschickt.

In der That lieferten alle überhaupt fluorescirenden doppelbrechenden Krystalle Fluorescenzlicht, welches, sei es theilweise, sei es vollständig, polarisirt war, wie im Folgenden näher dargestellt wird. Es scheint übrigens, — wie hier beiläufig bemerkt sei, — als wenn eine fluorescirende krystallisirte Substanz die Eigenschaft der Fluorescenz nicht nothwendig vermöge ihrer charakteristischen chemischen Zusammensetzung besitzt, sondern oft nur vermöge minimaler fremder Beimengungen. Nur so scheint es mir verständlich, dass z. B. mehrere von mir untersuchte völlig wasserhelle Rhomboeder Isländischen Doppelpaths starke Fluorescenz zeigten, während eine ebenso helle Kalkspathsäule aus Egremont in Cumberland nicht die geringste Spur davon erkennen liess; ferner dass ein sehr klarer, schwach gelblicher sibirischer Topas gar nicht fluorescirte, während zwei andere, mindestens ebenso klare Topase von der Uralga bei Nertschinsk lebhaft fluorescirten,

1) Groth, Physikalische Krystallographie. Dritte Auflage. Leipzig. p. 153. 1895.

jedoch der eine stärker als der andere, und zwar an gewissen Stellen des Innern besonders stark. Auch die nachher zu erwähnende merkwürdige Verschiedenheit der Fluorescenz zweier Aquamarine findet wohl in der verschiedenen Qualität der die Fluorescenz bedingenden Beimengungen ihre Erklärung.

Keine Spur von Fluorescenz bei der Bestrahlung mit dem durch das violette Glas gegangenen Licht der electricischen Lampe zeigten die von mir untersuchten Krystalle folgender Substanzen: Alaun, Sylvin, Chlorsaures Natrium, Dolomit, Natronsalpeter, Saphir, Phenakit, Gyps, Kupfersulfat. Indessen ist es mir doch gelungen, für jedes Krystallsystem einen oder einige deutlich fluorescirende Repräsentanten zu finden; freilich sind einige davon nicht so frei von Dichroismus, als wünschenswerth gewesen wäre. Sie werden in zwei Abschnitten vorgeführt; im ersten die optisch-einaxigen Krystalle Kalkspath, Apatit, Beryll, Vesuvian, Hornblei; im zweiten die optisch - zweiaxigen Topas, Arragonit, Weissbleierz, Zucker, Cyanit. Bei der Beschaffung des zum Theil sehr kostbaren Untersuchungsmaterials, sowie bei der Zurichtung desselben, stand mir Hr. Prof. Dr. Groth stets aufs liebenswürdigste mit Rath und That bei; ohne seine unermüdliche und stets bereite Unterstützung würde mir die Ausführung der vorliegenden Untersuchung überhaupt nicht möglich gewesen sein.

§ 2. Vergleichung mit den Erscheinungen trüber Medien.

Der Durchgang eines Strahls durch einen fluorescirenden Krystall bietet eine gewisse Aehnlichkeit mit dem Durchgange durch ein trübes Medium; es ist daher wichtig, beide Erscheinungen bestimmt zu unterscheiden.

a) *Flüssigkeiten.* Wenn ein durch eine Sammellinse concentrirtes weisses Strahlenbündel (von Sonnen- oder electricischem Licht) durch Wasser hindurchgeht, das z. B. durch Vermischung mit einer kleinen Menge alkoholischer Mastixlösung wenig *getrübt* ist, so erscheint der Strahlenweg in diesem Wasser bekanntlich bläulich-weiss oder, bei sehr geringer Trübung, rein blau, und *jeder von diesem Strahlenweg senkrecht ausgesandte Strahl ist polarisirt, sodass seine Polarisationsebene den Strahlenweg in sich enthält.*¹⁾ Bei Anwendung

1) A. Lallemand, Comptes rendus 69. p. 189, 282, 917. 1869.

violetten Lichts sind die vom Strahlenweg senkrecht ausgehenden Strahlen ebenso polarisirt wie bei Anwendung weissen Lichts. Ersetzt man aber das trübe Medium durch eine *fluorescirende* Flüssigkeit (z. B. Fluoresceinlösung oder Petroleum), so sendet der fluorescirende Strahlenweg *fast vollkommen unpolarisirtes Licht* aus.

Bei Drehung eines Nicol'schen Prismas vor dem Auge erscheint der Strahlenweg höchstens eine Spur weisslicher, sobald die Polarisationssebene des Nicol den Strahlenweg in sich enthält, während bei dazu senkrechter Stellung des Nicol nur die ganz reine Fluoreszenzfarbe zum Vorschein kommt. Die geringe Beimengung mehr weisslichen Lichts im ersten Fall ist offenbar die Folge einer geringfügigen Trübung des Mediums. Bei violetter Bestrahlung sendet aber der fluorescirende Strahlenweg vollkommen unpolarisirtes Licht aus; Drehung des Nicol vor dem Auge bewirkt nicht die geringste Intensitäts- oder Farbenänderung.

Zu demselben Ergebniss führt die *Anwendung polarisirt eintretenden Lichts*. Der jetzt in einem *trüben* Medium sich abzeichnende Strahlenweg — bläulich-weiss oder violett, je nach Anwendung weissen oder violetten Lichts — schickt hauptsächlich nur in der Polarisationssebene des eintretenden Strahlenbündels Licht aus, und zwar in dieser Ebene polarisirtes; senkrecht dazu aber fast nichts. Wird der polarisirte Strahl hingegen in eine *fluorescirende* Flüssigkeit geschickt, so zeigt sich der Strahlenweg, wenn weisses Licht angewandt war, in der Polarisationssebene nur eine Spur weisslicher als senkrecht zur Polarisationssebene, in welcher letzterer Richtung die reine Fluoreszenzfarbe gesehen wird. — *Bei polarisirter violetter Bestrahlung sendet aber der fluorescirende Strahlenweg vollkommen unpolarisirtes Licht aus, und zwar in gleicher Stärke nach allen zu ihm senkrechten Richtungen.*

b) *Einfach brechende feste Körper.*¹⁾ Ich untersuchte zwei Glaswürfel; ein unpolarisirt eintretender weisser Strahl zeichnete seinen Weg in dem einen grün, in dem anderen blau fluorescirend ab. Dem Fluoreszenzlicht ist in beiden Fällen ziemlich viel weissliches Licht beigemischt, und das vom Strahlen-

Tyndall, Phil. Mag. (4) 37. 288; 38. 156. 1869. Strutt (Lord Rayleigh), Phil. Mag. (4) 41. p. 107, 274, 447. 1871.

1) Vgl. auch Lallemand l. c. p. 917.

weg senkrecht ausgesandte Licht ist ziemlich stark polarisirt in der den Strahlenweg enthaltenden Ebene. Stellt man die Polarisationsebene des vor das Auge gehaltenen Nicols senkrecht zum Strahlenweg, so erlischt der polarisirte weissliche Antheil, und nur das reine Fluorescenzlicht bleibt übrig. Der polarisirte Antheil ist offenbar dadurch bedingt, dass das Glas zugleich als ein wenig trübes Medium wirkt. Bei violetter Bestrahlung sendet der fluorescirende Strahlenweg vollkommen unpolarisirtes Licht aus; es zeigt die reine Fluoreszenzfarbe. Schickt man polarisirtes weisses Licht in die Gläser, so sendet der Strahlenweg am meisten Licht in der Polarisationsebene des eintretenden Bündels aus, und zwar ziemlich stark in ihr polarisirtes. *Bei polarisirter violetter Bestrahlung sendet der Strahlenweg gänzlich unpolarisirtes Licht aus, und zwar von gleicher Stärke nach allen zu ihm senkrechten Richtungen.*

Ein sehr grosses wasserhelles Spaltungsstück des regulär krystallisirenden *Flussspaths*, aus der k. bayer. Staatssammlung entliehen, erschien bei gewöhnlicher Besichtigung merklich homogen. Aber beim Hineinsenden eines Strahlenbündels zeigte es sich aus zwei verschiedenen Schichten bestehend, deren eine das Verhalten eines stark trüben Mediums darbot, während sich die andere ganz frei von Trübung erwies. Denn derselbe Strahl zeichnete sich in ersterer mehr bläulich-weiss, in letzterer rein blau ab. Die trübere Partie zeigte in jeder Beziehung dasselbe Verhalten wie die beiden Glaswürfel; die gänzlich ungetrübte das Verhalten einer reinen fluorescirenden Flüssigkeit.

Das *Gesammtergebniss* ist folgendes: *Bei den der Fluorescenz fähigen flüssigen und festen einfach brechenden Stoffen, mögen letztere regulär krystallisirt oder amorph sein, senden alle Theilchen eines lediglich fluorescirenden, nicht zugleich trüben, Strahlenweges, wie er im allgemeinen durch Vorschaltung eines violetten Glases erhalten wird, völlig unpolarisirtes Licht aus.* Die bei Anwendung weissen Lichts auftretende theilweise Polarisation des vom Strahlenwege ausgesandten Lichtes, dessen Polarisationsebene den Strahlenweg in sich enthält, sowie seine weisslichere Färbung ist eine Folge der „Trübheit“ des Mediums, also einer ganz anderen, von der Fluorescenz gänzlich unabhängigen Erscheinung.

Im Folgenden wird daher, um die Erscheinungen nicht durch die aus etwa vorhandener geringer Trübheit des Mediums entspringende Polarisation zu compliciren, fast ausschliesslich violette Bestrahlung angewendet. Denn diese ruft, nach dem Vorigen, bei wenig trüben, aber fluorescenzfähigen Medien *nur Fluorescenz* hervor, ohne die für trübe Medien charakteristische Polarisation.

I. Fluorescenz optisch-einaxiger Krystalle.

§ 3. Rhomboëdrisches System. Kalkspath.

Dass der Kalkspath fluorescirt, und zwar mit ziegelrothem Lichte, wenn ein Bündel concentrirter Sonnenstrahlen hindurchgeschickt wird, hat zuerst Hr. v. Lommel beobachtet.¹⁾ Mit electrischem Lichte ist die Erscheinung viel weniger deutlich, daher untersuchte ich sie stets mit Sonnenlicht im Dunkelmzimmer unter Weglassung des violetten Glases. Dabei ist es zur Abblendung der vielen hellen Reflexe sehr förderlich, sowohl mattschwarzes Papier als Hintergrund zu wählen, als auch den Krystall mit solchem Papier zu bedecken, welches nur durch ein mehrere Millimeter weites Loch die Beobachtung des rothen Strahlenweges gestattet.

Nachdem ich an zwei dem physikalischen Institut der technischen Hochschule gehörigen grossen wasserhellen Rhomboëdern von Isländischem Doppelspath die polarisirte Fluorescenz ganz zweifellos festgestellt hatte, — die übrigens Hr. v. Lommel ausdrücklich in Abrede stellt,²⁾ — suchte ich sie unter den einfachsten Bedingungen zu beobachten. Dazu sollte der Strahl unabgelenkt eintreten und im Krystall senkrecht zur optischen Axe verlaufen. Also bedurfte ich eines Krystalls mit einer zur Axe parallelen Fläche (Säulenfläche). Als ich aber zu dem Zweck eine der k. bayer. Staatssammlung gehörige ganz klare sechseitige Kalkspathsäule von Egremont in Cumberland untersuchte, zeigte sie überhaupt keine Spur von Fluorescenz. Erfolgreich erwies sich dagegen die Anwendung eines mir von Hrn. v. Lommel aus dem physikalischen Institut der hiesigen Universität gütigst zur Verfügung gestellten ganz klaren Rhomboëders von Isländischem Doppelspath, an welches sowohl ein

1) Wied. Ann. 21. p. 422. 1884.

2) v. Lommel, l. c. p. 422.

Paar paralleler Flächen von der Stellung der ersten Säule (also 2 Randecken des Rhomboëders abstumpfend) angeschliffen war, als auch ein anderes Flächenpaar von der Lage der geraden Endfläche, also senkrecht zur optischen Axe. Das erste Flächenpaar fasst eine Kalkspathschicht von 43 mm Dicke, das zweite eine solche von 28 mm zwischen sich.

1. *Eintritt in die Säulenfläche.* Das Rhomboëder wird so gestellt, dass seine optische Axe vertical ist, und dass das horizontale Sonnenstrahlenbündel senkrecht in die angeschliffene Säulenfläche eintritt.

a) Man blickt zunächst senkrecht *durch die hinten oben gelegene Rhomboëderfläche*, deren Flächennormale zusammen mit dem innen verlaufenden rothen Strahlenweg eine Vertical-ebene bestimmt. Dreht man jetzt ein Nicol'sches Prisma vor dem Auge, so erscheint der rothe Strahlenweg bei Weitem am schwächsten, wenn die Polarisations-ebene des Nicols vertical ist und somit den Strahlenweg und die optische Axe enthält, d. h. wenn sie mit dem Hauptschnitt des ins Auge gelangenden Strahls zusammenfällt. Dagegen ist der rothe Strahlenweg am hellsten, — vielleicht viermal so hell nach ganz roher Schätzung, — wenn die Polarisations-ebene des Nicols zu jenem Hauptschnitt senkrecht ist. Eine Aenderung des Farbentons ist mit der Intensitätsänderung nicht verknüpft. Bei Zugrundelegung der elastischen Lichttheorie in Fresnels Fassung würde man also sagen, dass die von den fluorescirenden Theilchen in obiger Richtung zum Auge gesandte Strahlung aus *Schwingungen* besteht, *die sich vorzugsweise im Hauptschnitt vollziehen*. Dieselbe Folgerung zieht man bei Zugrundelegung der electromagnetischen Lichttheorie für die *electrischen* Schwingungen.¹⁾ Wegen dieser Uebereinstimmung soll im Folgenden unter „Schwingungsrichtung“ immer die Richtung der electrischen Schwingungen oder die Fresnel'sche Schwingungsrichtung verstanden werden. Auf Grund der Erwägungen des § 1 schliesst man weiter, *dass die fluorescirenden Theilchen selber ebenfalls vorzugsweise in jenem Hauptschnitt schwingen*.

b) Blickt man jetzt durch eine andere der 3 oberen Rhomboëderflächen auf denselben Strahlenweg, so erscheint er am

1) J. C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism. 2. Chapt. 20. article 797. 1873.

undeutlichsten, wenn die Polarisationssebene des Nicols vertical steht, also die optische Axe (aber nicht den Strahlenweg) in sich enthält; dagegen am hellsten bei hierzu senkrechter Nicolstellung. Im letzteren Falle ist die Polarisationssebene senkrecht zum Hauptschnitt des ins Auge gelangenden Strahls; folglich schliesst man wieder, dass seine Schwingungen vorzugsweise im Hauptschnitt erfolgen. Also schwingen die fluorescirenden Theilchen auch vorzugsweise in diesem Hauptschnitt. Wenn somit die fluorescirenden Theilchen sowohl vorzugsweise im ersteren, als in diesem letzteren Hauptschnitt schwingen sollen, so muss ihre *Hauptschwingungsrichtung* in der geraden Linie liegen, welche beiden Hauptschnitten gemeinsam ist, d. h. *in der optischen Axe*.

Jetzt schickt man das Sonnenstrahlenbündel vor seinem Eintritt in den Krystall zuerst durch ein polarisirendes Nicol'sches Prisma und beobachtet den Strahlenweg wieder nacheinander durch dieselben beiden Rhomboëderflächen. Mag nun die Polarisationssebene des eintretenden Lichts \perp oder \parallel zur optischen Axe des Krystalls sein: die Stellungen des Analysatornicols zum Eintritt der deutlichsten oder undeutlichsten Sichtbarkeit des roth fluorescirenden Strahlenweges sind dieselben wie bei unpolarisirter Bestrahlung. — Ferner erkennt man mit unbewaffnetem Auge, besonders bei der Besichtigungsart b), dass *der Strahlenweg bei Drehung des polarisirenden Nicols seine Intensität ändert*: er ist bei weitem am hellsten, wenn die Polarisationssebene des eintretenden Lichts senkrecht zur Axe ist, d. h. wenn die Schwingungen des Fluorescenz erweckenden Strahls parallel zur optischen Axe geschehen. Somit ist erkannt: Mag das erregende Licht \parallel oder \perp zur optischen Axe schwingen, die erregten Fluorescenzschwingungen vollziehen sich immer hauptsächlich parallel der optischen Axe, jedoch am stärksten, wenn schon die erregenden Schwingungen dieselbe Richtung haben.

c) Blickt man bei *unpolarisirter Bestrahlung* durch die gerade Endfläche, also \parallel der optischen Axe, auf den rothen Strahlenweg, so bemerkt man bei Drehung des Nicols vor dem Auge keinerlei Intensitätsänderungen. Hieraus folgt, dass bei den Schwingungen der fluorescirenden Theilchen keine der zur optischen Axe senkrechten Richtungen vor der anderen bevor-

zugt ist. — Betrachtet man, bei polarisirter Bestrahlung, den Strahlenweg von derselben Richtung her, so ist er, wie es scheint, ein wenig heller, wenn die Erregerschwingungen \parallel , als wenn sie \perp zur optischen Axe erfolgen. Also scheinen auch die senkrecht zur Axe gerichteten Componenten der Fluoreszenzschwingungen am stärksten geweckt zu werden durch Erregerschwingungen, welche der Axe \parallel sind.

2. *Eintritt in die gerade Endfläche.* Während das Rhomboëder auf einer Randkante steht, sodass seine optische Axe horizontal liegt, tritt der horizontale Sonnenstrahl senkrecht in die gerade Endfläche.

a) Blickt man senkrecht auf eine angeschliffene Säulenfläche, so erscheint der Strahlenweg am hellsten, wenn die Polarisationssebene des Analysatornicols \perp zur optischen Axe; dagegen vielleicht nur $\frac{1}{4}$ so hell, wenn sie \parallel der Axe. Ganz dasselbe zeigt sich, wenn das Sonnenlicht bereits polarisirt eintritt, mag seine Polarisationssebene horizontal oder vertical liegen. Also auch durch einen zur optischen Axe parallelen Strahl, d. h. durch Schwingungen \perp zur Axe werden Fluoreszenzschwingungen erregt, deren weitaus grösste Componente zur optischen Axe \parallel ist.

b) Blickt man senkrecht durch eine der zur Eintrittsfläche benachbarten Rhomboëderflächen, so erhält man genau dasselbe Ergebniss. Dies zeigte sich besonders schön an einem der technischen Hochschule gehörigen Rhomboëder mit einem angeschliffenen Endflächenpaar, welches eine Kalkspathschicht von 40 mm zwischen sich lässt. An diesem Exemplar wandte ich noch eine andere Beobachtungsmethode an. Nämlich statt durch ein Nicol zu sehen, legte ich die dichroskopische Lupe dicht an jene Rhomboëderfläche, sodass der Hauptschnitt der Lupe horizontal (also \parallel der Axe) lag, die beiden Quadrate also horizontal nebeneinander lagen. Beide Quadrate erscheinen in dem gleichen ziegelrothen Farbenton, aber in ganz verschiedener Helligkeit; und zwar ist stets jenes weitaus das hellste, dessen Polarisationssebene vertical, also \perp zur optischen Axe ist.

3. *Eintritt in eine Rhomboëderfläche.* Diese Beobachtungen waren meine ersten über polarisirte Fluoreszenz. Ein der technischen Hochschule gehöriges wasserhelles, parallel einer

Rhomboöderendkante verlängertes Kalkspathrhomboöder mit den Kantenlängen 34, 42, 66 mm wurde so aufgestellt, dass das horizontale Sonnenstrahlenbündel senkrecht auf eine der zwei kleineren Rhomboöderflächen fiel, und zwar sehr nahe an der Rhomboöderendecke. (Aufstellung I). Blickt man dann etwa senkrecht durch eine dem Eintrittsort benachbarte verlängerte Rhomboöderfläche, so sieht man die beiden durch Doppelbrechung entstandenen Strahlen ihren Weg im Innern roth abzeichnen, und zwar beide gleich hell. Verschiebt man jetzt den Krystall parallel mit sich zur Seite (Aufstellung II), sodass das Lichtbündel nicht so nahe an der Kante eintritt, und dass folglich das von den fluorescirenden Theilchen ins Auge gesandte Licht längere Wege durch den Kalkspath zu durchlaufen hat, so erblickt man vier rothe Strahlenwege (oder auch bei anderer Verschiebung des Krystalls nur drei, indem die zwei nächst benachbarten mittleren zu einem verschmelzen). Die Strahlen mögen von oben nach unten als erster, zweiter etc. gezählt werden. Bei Drehung des Nicols vor dem Auge verschwindet einmal der erste und dritte, sodann der zweite und vierte, während die ersteren wieder aufgetaucht sind. Die beiden übrig bleibenden Strahlen sind jedesmal untereinander gleich hell; aber während das Strahlenpaar 2 und 4, wenn es allein sichtbar ist, sehr hell erscheint, ist das allein übrig bleibende Paar 1 und 3 wesentlich matter, jedoch von gleicher Färbung. Macht man die entsprechende Beobachtung bei der Aufstellung I, so bleiben zwar immer beide Strahlenwege sichtbar, aber bei einer gewissen Nicolstellung sind sie am hellsten und zugleich am schmalsten; bei der um 90° gedrehten Nicolstellung sind sie am mattesten und wieder am schmalsten, und zugleich fast um ihre eigene Dicke gehoben. Offenbar hat man es bei dieser Aufstellung I ebenfalls mit vier Strahlenbildern zu thun, von denen aber je zwei so dicht beisammen liegen, dass sie zu einem einzigen verschmolzen erscheinen.

Wenn die Strahlen am undeutlichsten sind, schätze ich die Polarisationsebene des Analysatornicols zur optischen Axe parallel. Um diese und die darauf senkrechte Lage der Polarisationsebene genauer zu bestimmen, legte ich ein schmales Papierstreifchen an jene Fläche des Krystalls dicht an, welche derjenigen \parallel ist, durch welche hindurch die Er-

scheinung besehen wurde. Dann verschwindet beim Drehen des Nicols bald das eine, bald das andere der beiden Bilder dieses Streifchens, und zwar gleichzeitig mit dem Verschwinden des einen und anderen Strahlenpaares. So überzeugt man sich, dass die fluorescirenden Kalkspaththeilchen auch bei dieser Versuchsanordnung Licht aussenden, welches zum grössten Theil *senkrecht zum Hauptschnitt polarisirt ist*. — Die Berücksichtigung der Bilder des Papierstreifens verhilft zugleich zur Widerlegung eines gewissen Bedenkens. Wenn nämlich das Nicol'sche Prisma auf möglichste Auslöschung der rothen Strahlenwege eingestellt ist, so bemerkt man viele glänzende Pünktchen im Krystall, vermuthlich kleine Hohlräume; dieselben verschwinden bei der anderen Nicolstellung, welche die rothen Strahlen am deutlichsten zeigt. Es wäre nun nicht undenkbar, dass vielleicht infolge des Fehlens dieser hellen Reflexe die rothen Strahlen jetzt soviel intensiver gesehen werden. Indessen wenn hierin die wahre Ursache des grossen Helligkeitsunterschiedes der Fluorescenzerscheinung bei beiden Nicolstellungen läge, so müsste das Bild des durch den Krystall hindurch gesehenen Papierstreifens entsprechende Helligkeitsunterschiede aufweisen. Hiervon liess sich aber keine Spur bemerken! Dies beweist, dass jene Reflexe, wenn sie auch die Beobachtungen erschweren, doch in keiner Weise als Ursache des Verblässens der rothen Erscheinung bei der einen Nicolstellung herangezogen werden können.

Gesamtergebniss: Durch Strahlen von welcher Richtung auch immer der Kalkspath zum Fluoresciren gebracht sein mag: Die Schwingungen der fluorescirenden Theilchen sind immer solche, dass ihre grösste Componente parallel ist zur optischen Axe. Vor allen dazu senkrechten Richtungen erscheint keine ausgezeichnete. Am stärksten wird die Fluorescenz erregt durch Schwingungen, die der optischen Axe parallel sind. (Vgl. 1b und c.)

§ 4. Hexagonales System. Apatit.

Das von mir untersuchte, der k. bayer. Staatssammlung gehörige Exemplar vom Floitenthal (Tirol) hat als Begrenzung zwei gerade Endflächen, welche eine Tafel von 15 mm Dicke zwischen sich lassen, ferner zwei nebeneinander liegende Flächen der sechsseitigen Säule und unregelmässige Bruch-

flächen, endlich einige schmale Dihexaëderflächen. Der Apatitkrystall ist merklich farblos und zeigt keine Spur von Dichroismus im durchgehenden Licht.

1. *Eintritt in die gerade Endfläche, Beobachtung durch eine Säulenfläche.* Der gelblichgrün fluorescirende Strahlenweg sendet Licht aus, das sich, durch ein Nicol besichtigt, *fast vollkommen im Hauptschnitt polarisirt* erweist. Dies ist auch der Fall, wenn das Licht vor seinem Eintritt in den Krystall in irgend einem Azimuth polarisirt ist. *Ein \parallel der Axe verlaufender Strahl erregt also Fluorescenzschwingungen senkrecht zur Axe.*

2. *Eintritt in eine Säulenfläche.* Nur bei *Besichtigung durch die gerade Endfläche* ist der gelblichgrüne Strahlenweg überhaupt wahrzunehmen, während man bei Beobachtung durch andere Flächen kaum etwas anderes als das violette Erregerlicht bemerkt. Das von den fluorescirenden Theilchen \parallel der Axe ausgesandte Licht erweist sich als völlig unpolarisirt; also müssen die Schwingungen jener Theilchen nach allen Richtungen senkrecht zur Axe merklich gleich stark erfolgen. — Schickt man polarisirtes Licht in den Krystall, so ist das durch die gerade Endfläche austretende Fluorescenzlicht wieder unpolarisirt, jedoch ist es am intensivsten, wenn die Polarisationssebene des eintretenden Lichts die optische Axe in sich enthält.

Gesamtergebniss: Im Apatit schwingen die fluorescirenden Theilchen merklich nur senkrecht zur optischen Axe, aber in dieser Ebene gleich stark nach allen Richtungen. Die stärkste Fluorescenz wird erregt, wenn die Erregerschwingungen schon selbst \perp zur Axe erfolgen.

§ 5. Hexagonales System. Fortsetzung. Beryll.

Mir standen vier der k. bayer. Staatssammlung gehörige Exemplare zur Verfügung: zwei meergrüne (Aquamarin), ein hellweingelbes und ein prächtiger Smaragd. Der eine meergrüne und der weingelbe Krystall zeigten ein recht übereinstimmendes Verhalten, sodass es gemeinsam beschrieben werden kann; merklich abweichend verhielten sich die beiden anderen. Alle stimmen darin überein: *dichroitisch polarisirte Fluorescenz* zeigen.

scheinung besehen wurde. Dann verschwindet beim Drehen des Nicols bald das eine, bald das andere der beiden Bilder dieses Streifchens, und zwar gleichzeitig mit dem Verschwinden des einen und anderen Strahlenpaares. So überzeugt man sich, dass die fluorescirenden Kalkspaththeilchen auch bei dieser Versuchsanordnung Licht aussenden, welches zum grössten Theil *senkrecht zum Hauptschnitt polarisirt ist*. — Die Berücksichtigung der Bilder des Papierstreifens verhilft zugleich zur Widerlegung eines gewissen Bedenkens. Wenn nämlich das Nicol'sche Prisma auf möglichste Auslöschung der rothen Strahlenwege eingestellt ist, so bemerkt man viele glänzende Pünktchen im Krystall, vermuthlich kleine Hohlräume; dieselben verschwinden bei der anderen Nicolstellung, welche die rothen Strahlen am deutlichsten zeigt. Es wäre nun nicht undenkbar, dass vielleicht infolge des Fehlens dieser hellen Reflexe die rothen Strahlen jetzt soviel intensiver gesehen werden. Indessen wenn hierin die wahre Ursache des grossen Helligkeitsunterschiedes der Fluorescenzerscheinung bei beiden Nicolstellungen läge, so müsste das Bild des durch den Krystall hindurch gesehenen Papierstreifens entsprechende Helligkeitsunterschiede aufweisen. Hiervon liess sich aber keine Spur bemerken! Dies beweist, dass jene Reflexe, wenn sie auch die Beobachtungen erschweren, doch in keiner Weise als Ursache des Verblassens der rothen Erscheinung bei der einen Nicolstellung herangezogen werden können.

Gesamtergebniss: Durch Strahlen von welcher Richtung auch immer der Kalkspath zum Fluoresciren gebracht sein mag: Die Schwingungen der fluorescirenden Theilchen sind immer solche, dass ihre grösste Componente parallel ist zur optischen Axe. Von allen dazu senkrechten Richtungen erscheint keine ausgezeichnet. Am stärksten wird die Fluorescenz erregt durch Schwingungen, die der optischen Axe parallel sind. (Vgl. 1b und c.)

§ 4. Hexagonales System. Apatit.

Das von mir untersuchte, der k. bayer. Staatssammlung gehörige Exemplar vom Floitenthal (Tirol) hat als Begrenzung zwei gerade Endflächen, welche eine Tafel von 15 mm Dicke zwischen sich lassen, ferner zwei nebeneinander liegende Flächen der sechsseitigen Säule und unregelmässige Bruch-

flächen, endlich einige schmale Dihexaëderflächen. Der Apatitkrystall ist merklich farblos und zeigt keine Spur von Dichroismus im durchgehenden Licht.

1. *Eintritt in die gerade Endfläche, Beobachtung durch eine Säulenfläche.* Der gelblichgrün fluorescirende Strahlenweg sendet Licht aus, das sich, durch ein Nicol besichtigt, *fast vollkommen im Hauptschnitt polarisirt* erweist. Dies ist auch der Fall, wenn das Licht vor seinem Eintritt in den Krystall in irgend einem Azimuth polarisirt ist. *Ein \parallel der Axe verlaufender Strahl erregt also Fluorescenzschwingungen senkrecht zur Axe.*

2. *Eintritt in eine Säulenfläche.* Nur bei *Besichtigung durch die gerade Endfläche* ist der gelblichgrüne Strahlenweg überhaupt wahrzunehmen, während man bei Beobachtung durch andere Flächen kaum etwas anderes als das violette Erregerlicht bemerkt. Das von den fluorescirenden Theilchen \parallel der Axe ausgesandte Licht erweist sich als völlig unpolarisirt; also müssen die Schwingungen jener Theilchen nach allen Richtungen senkrecht zur Axe merklich gleich stark erfolgen. — Schickt man polarisirtes Licht in den Krystall, so ist das durch die gerade Endfläche austretende Fluorescenzlicht wieder unpolarisirt, jedoch ist es am intensivsten, wenn die Polarisationsebene des eintretenden Lichts die optische Axe in sich enthält.

Gesamtergebniss: Im Apatit schwingen die fluorescirenden Theilchen merklich nur senkrecht zur optischen Axe, aber in dieser Ebene gleich stark nach allen Richtungen. Die stärkste Fluorescenz wird erregt, wenn die Erregerschwingungen schon selbst \perp zur Axe erfolgen.

§ 5. Hexagonales System. Fortsetzung. Beryll.

Mir standen vier der k. bayer. Staatssammlung gehörige Exemplare zur Verfügung: zwei meergrüne (Aquamarin), ein hellweingelbes und ein prächtiger Smaragd. Der eine meergrüne und der weingelbe Krystall zeigten ein recht übereinstimmendes Verhalten, sodass es gemeinsam beschrieben werden kann; merklich abweichend verhielten sich die beiden anderen. Alle stimmen darin überein: *dichroitisch polarisirte Fluorescenz* zu zeigen.

I. Der erste meergrüne Aquamarin aus Sibirien ist ein stark gestreifte sechsseitige Säule von etwa 5 cm Länge und $2-2\frac{1}{2}$ cm Dicke, an dem einen Ende durch eine Spaltungsfläche von der Lage der Geradendfläche begrenzt, am anderen Ende unregelmässig abgebrochen. Er zeigt im durchgehende Licht *keine Spur von Dichroismus*. Der hell weingelbe, vollkommen klare Beryll von Alabaschka bei Mursinska im Ur ist eine 4,5 cm lange, sechsseitige Säule von 1,5—2 cm Dicke an dem einen Ende begrenzt von der geraden Endfläche, sowie von einem auf die Kanten und einem zweiten auf die Fläche gerade aufgesetzten Dihexaëder, während das andere Ende unregelmässig ist. Er zeigt im durchgehenden Lichte ganz schwachen Dichroismus; denn in der auf eine Säulenfläche gesetzten dichroskopischen Lupe ist jenes quadratische Bildchen, dessen Polarisationsebene die optische Axe des Berylls enthält, schwach grünlich, das andere mehr bläulich grau; doch ist der Farbenunterschied nur sehr gering.

1. *Licht tritt senkrecht in eine Säulenfläche.*

a) *Besichtigung durch eine andere Säulenfläche.* Wenn die Polarisationsebene des Analysators parallel zur optischen Axe ist, so erscheint der fluorescirende Strahlenweg in reinem tiefen Blau; ist jene Ebene aber \perp zur Axe, so erscheint er roth violett. Dasselbe lehrt die Anwendung der dichroskopischen Lupe. Wenn das einfallende Licht im Hauptschnitt polarisirt ist, so erscheint der fluorescirende Strahlenweg rein blau und zwar sehr hell, wenn die Polarisationsebene des Analysators die optische Axe in sich aufnimmt, dagegen ganz schwach (bei dem weingelben Exemplar sogar 0), wenn jene Ebene zur Axe senkrecht steht. Wenn dagegen das einfallende Licht senkrecht zum Hauptschnitt polarisirt ist, so erscheint der Strahlenweg sehr hell rothviolett, falls die Polarisationsebene des Analysators ebenfalls senkrecht zur Axe ist, dagegen viel dunkler und in blauem Farbton (beim weingelben Exemplar überhaupt kaum wahrnehmbar), falls diese Ebene \parallel zur Axe. Aus diesem Verhalten ist zu schliessen, dass *blaue Fluoreszenzschwingungen fast lediglich senkrecht zur Axe erfolgen, und dass Strahlen, deren Schwingungen senkrecht zur Axe stattfinden, nur diese blauen Fluoreszenzschwingungen erregen; ferner dass rothviolette Fluoreszenzschwingungen \parallel der Axe erfolgen, und dass*

Strahlen, deren Schwingungen \parallel zur Axe stattfinden, fast nur diese rothvioletten Fluorescenzschwingungen erwecken.

Sieht man nicht senkrecht durch die Säulenfläche, sondern schräg, so ist die Fluorescenzerscheinung schwächer.

b) *Sieht man senkrecht durch die gerade Endfläche*, so erscheint der Strahlenweg rein blau und völlig unpolarisirt, gleichgültig ob das einfallende Licht natürlich oder irgend wie polarisirt ist. (Der weingelbe Krystall zeigt indess in dieser Richtung fast gar kein Licht.) Man schliesst, dass die *Blauschwingungen der fluorescirenden Theilchen nach allen Richtungen senkrecht zur Axe merklich gleich stark erfolgen*.

2. *Eintritt in die gerade Endfläche*. Besichtigung durch eine Säulenfläche. Wenn die Polarisationssebene des Analysators parallel zur Axe ist, erscheint der Strahlenweg blau; wenn sie \perp zur Axe ist, ein wenig mehr violett. (Der weingelbe Krystall zeigt in dieser Richtung, abgesehen von einigen blauen Reflexen, nichts.) Diese Beobachtung bestätigt, dass die Theilchen besonders fähig sind, \perp zur Axe Blauschwingungen auszuführen.

II. Der zweite meergrüne Beryll, von der Urulga bei Nertschinsk, hat die Gestalt einer sechsseitigen Säule von etwa 2 cm Dicke und kaum gleicher Länge, mit kleiner Geradenfläche und ziemlich grossem auf die Säulenkanten gerade aufgesetztem Dihexaëder. Er ist nur mässig durchsichtig, im durchgehenden Lichte aber dichroitisch; denn beim Aufsetzen der dichroskopischen Lupe auf eine Säulenfläche ist jenes quadratische Bild, dessen Polarisationssebene die optische Axe des Berylls enthält, schwach meergrünlich gefärbt, das andere blau. — Das Verhalten dieses Krystalls weicht von dem der beiden vorigen merkwürdig ab; um dasselbe zu schildern, muss man nämlich in der vorigen, übrigens unveränderten Darstellung überall die Worte *blau* und *rothviolett* miteinander vertauschen! *Hier geschehen also die Blauschwingungen der fluorescirenden Theilchen hauptsächlich \parallel der Axe, nicht \perp zur Axe wie dort; die rothvioletten dagegen \perp zur Axe, und zwar merklich gleich stark nach allen Richtungen in dieser Ebene*. Eine kleine Abweichung zeigt nur die Besichtigung durch die gerade Endfläche, bei welcher der ganze Krystall ziemlich gleichmässig durchleuchtet erscheint, und zwar mehr blau als violett.

III. Der tief smaragdgrüne Krystall von S. Fé de Bogotä

hat die Gestalt einer 1,3 cm langen, sechsseitigen Säule von 1,5—2 cm Dicke, begrenzt durch zwei Spaltungsflächen von der Lage der geraden Endfläche. Er ist rissig und trübe und im durchgehenden Lichte mässig dichroitisch: das im Hauptschnitt polarisirte Bild ist ziemlich rein grün, das andere mehr blaugrün; doch ist der Farbenunterschied nicht gross. Der Krystall zeigt nach der Bestrahlung merkliches Nachleuchten.

Die dichroitische Fluorescenz dieses Krystalls ist wiederum eine andere. Man muss zu ihrer Beschreibung in der übrigens gänzlich unveränderten Schilderung des Verhaltens des ersten Aquamarins überall statt *Blau Ziegelroth* setzen, und statt *Rothviolett Blauviolett*.

Gemeinsam ist allen vier Beryllen, dass sie *dichroitisch fluoresciren*: die zur optischen Axe senkrechten Schwingungen sind gleich stark nach allen Richtungen in dieser Ebene, und an Farbe entweder *blau* oder *rothviolett* oder *roth*; die der optischen Axe parallelen Schwingungen sind entweder *rothviolett* oder *blau* oder *blauviolett*. Die ersteren scheinen etwas stärker zu sein.

§ 6. Quadratisches System. Vesuvian.

Mir standen zwei Krystalle von Ala in Piemont aus der k. bayer. Staatssammlung zur Verfügung. Der erste ist eine quadratische Säule mit zugehöriger Pyramide und kleiner Geradenfläche, 18 mm lang, 5 und 7 mm dick; die Säulenkanten sind durch die zweite Säule wenig abgestumpft. Das zweite nur wenig kleinere Exemplar gleicht dem ersten übrigens vollkommen, jedoch ist es weniger rissig, und daher wurde es zu den meisten Beobachtungen verwendet. Beide Krystalle sind durchsichtig grün und im durchgehenden Licht deutlich dichroitisch: das im Hauptschnitt polarisirte Bild ist gelb, das andere grün. Die durch violette Bestrahlung erweckte Fluorescenz ist stets ein leuchtendes Roth, dessen Beobachtung das Auge sehr schnell ermüdet.

1. Unpolarisirtes Licht tritt senkrecht in eine Säulenfläche.

a) *Besichtigung durch eine Nachbarfläche derselben Säule.* Wenn die Polarisationsebene des Analysators die optische Axe enthält, ist die Fluorescenz etwas heller, als wenn sie zu ihr senkrecht steht, aber die Farbe ist beide Male nicht

merklich verschieden; denn die im letzteren Falle beigemengten Spuren von Violett beruhen augenscheinlich nur auf Reflexion des einfallenden Lichts. *Die zur Axe senkrechten Schwingungscomponenten der fluorescirenden Theilchen sind also etwas grösser als die parallelen.* Die durch polarisirt einfallendes Licht erweckte Fluorescenz ist dann am stärksten, wenn es im Hauptschnitt polarisirt ist; doch ist der Unterschied bei Azimuthänderungen der einfallenden Polarisationssebene nicht gross. Das vom fluorescirenden Strahlenweg durch die gerade Endfläche, also \parallel der Axe, hinausgesandte Licht zeigt diesen Unterschied etwas stärker. Man schliesst, dass die zur Axe senkrechten Schwingungen einfallenden Lichts stärkere Fluorescenz erregen, als die zur Axe parallelen.

Wenn das einfallende Licht senkrecht zum Hauptschnitt polarisirt ist, so ist das geweckte Fluorescenzlicht ebenfalls fast vollkommen senkrecht zum Hauptschnitt polarisirt. Und wenn das einfallende Licht im Hauptschnitt polarisirt ist, ist auch das Fluorescenzlicht wieder fast vollkommen polarisirt, jetzt aber so, dass seine Polarisationssebene die Axe enthält. Hieraus schliesst man: *Schwingungen parallel zur Axe erregen ganz überwiegend Fluorescenzschwingungen parallel zur Axe; ebenso Schwingungen senkrecht zur Axe überwiegend solche \perp zur Axe.*

b) Hiermit stimmt überein, dass die Fluorescenz bei *Besichtigung durch die gerade Endfläche* im ersteren Falle nur sehr schwach erscheint, im letzteren Falle viel stärker, und zwar dann am stärksten, wenn die Polarisationssebene des Analysators den Strahlenweg enthält.

2. *Eintritt in die gerade Endfläche.* Besichtigung durch eine Säulenfläche. Bei unpolarisirt eintretendem Lichte lehrt die Beobachtung mit dem Analysator, dass die *Schwingungen der fluorescirenden Theilchen eine etwas grössere Componente senkrecht zur Axe besitzen als \parallel zur Axe*, ganz wie bei der vorigen Erregungsart. Tritt aber polarisirtes Licht ein, dessen Polarisationssebene \parallel einer Säulenfläche ist, so lehrt die Beobachtung in dieser Ebene, dass die Fluorescenz am hellsten erscheint, wenn die Polarisationssebene des Analysators in derselben Ebene liegt, während bei Betrachtung durch die anstossende Säulenfläche, also aus einer Richtung \perp zur Polarisationssebene des einfallenden Lichts, ein Einfluss der Analy-

satorstellung nicht festzustellen ist. Die hierbei erweckten Schwingungen der fluorescirenden Theilchen haben also die grösste Componente \parallel den Schwingungen des Erregerlichts (\perp zur Axe), während die beiden anderen kleineren Componenten (\parallel und \perp zur Axe) nicht merklich verschieden sind.

Gesamt-Ergebniss: Im Vesuvian haben die Fluorescenzschwingungen etwas grössere Componenten \perp als \parallel zur Axe; auch werden sie am stärksten durch Schwingungen ersterer Richtung erregt. Schwingungen des Erregerlichts, die \parallel , bez. \perp zur Axe erfolgen, rufen auch überwiegend Fluorescenzschwingungen \parallel , bez. \perp zur Axe hervor.

§ 7. Quadratisches System; Fortsetzung. Hornblei (Phosgenit.)

Von Hrn. Prof. Goldschmidt in Heidelberg wurden mir in liebenswürdigster Weise zwei durch ihre Grösse und Klarheit besonders geeignete kostbare Krystalle von Monte Ponì auf Sardinien zur Verfügung gestellt. Der grössere von beiden, durch Spaltungsflächen parallel der Säule und der geraden Endfläche begrenzt, hat durch das Vorwalten der Endfläche die Gestalt einer flachen Tafel von etwas über 1,5 cm Dicke, während die Querdimensionen 2 und 3,5 cm betragen. Der zweite, wesentlich kleinere Krystall ist begrenzt von einer grossen Geradendfläche und drei Flächen einer Säule nebst einigen anderen Flächen der Säulenzone. Beide sind im durchgehenden Lichte schwach dichroitisch: das im Hauptschnitt polarisirte Bild ist leicht röthlich, das andere leicht grünlich, aber die Färbungen sind äusserst gering. Beide Krystalle zeigen übereinstimmende Fluorescenzerscheinungen; weil aber beim zweiten eine merkwürdige Ungleichmässigkeit der Verbreitung der fluorescirenden Theilchen durch seine Masse hin die Beobachtungen erschwert, so beziehen sich die folgenden Angaben wesentlich auf den ersten Krystall.

1. Eintritt in eine Säulenfläche.

a) Besichtigung durch eine andere Fläche derselben Säule.

Der fluorescirende Strahlenweg erscheint am hellsten und zwar gelblichgrün, wenn die Polarisationssebene des Analysators die optische Axe in sich aufnimmt; minder hell und mehr bläulichgrün, wenn jene Ebene senkrecht zur Axe. Es ist nicht unwahrscheinlich, dass die mehr ins Bläuliche spielende Färbung

im letzteren Fall auf der Reflexion des auffallenden Blauviolett beruht. *Die Schwingungen der fluorescirenden Theilchen (gelblichgrün) erfolgen hiernach hauptsächlich senkrecht zur Axe.* Bei polarisirter Bestrahlung wird weitaus hellste Fluorescenz dann geweckt, wenn das einfallende Licht senkrecht zur Axe polarisirt ist. Dies gilt auch bei Besichtigung durch die Endfläche. Hiermit stehen wir vor der Thatsache, dass die *Fluorescenzschwingungen, welche selber hauptsächlich senkrecht zur Axe sich vollziehen, am stärksten geweckt werden durch Strahlen, deren Schwingungen zur Axe parallel sind.* Hiermit stimmt überein, dass die Fluorescenzerscheinungen bei polarisirter Bestrahlung genau dieselben sind wie bei unpolarisirter, falls das einfallende Licht senkrecht zum Hauptschnitt polarisirt ist, also \parallel der Axe schwingt. Ist dagegen das einfallende Licht im Hauptschnitt polarisirt (schwingt es also \perp zur Axe), so zeigt sich im Analysator nur ganz schwache Fluorescenz, falls seine Polarisationsebene die Axe enthält, stärkere dagegen bei dazu senkrechter Lage. *Also erweckt Licht, dessen Schwingungen senkrecht zur Axe erfolgen, fast nur Schwingungen parallel der Axe.*

b) *Besichtigung durch die gerade Endfläche* zeigt, dass das parallel zur Axe hinausgesandte Fluorescenzlicht unpolarisirt ist, gleichgültig ob das erregende Licht polarisirt ist oder nicht. *Folglich schwingen die fluorescirenden Theilchen nach allen Richtungen senkrecht zur Axe merklich gleich stark.*

2. *Eintritt in die gerade Endfläche.* Beobachtung durch eine Säulenfläche. Der fluorescirende Strahlenweg sendet unpolarisirtes Licht aus, mag das einfallende Licht unpolarisirt oder in irgend einem Azimuth polarisirt sein. Die Intensität der Fluorescenz ist unabhängig vom Azimuth der Polarisationsebene des einfallenden Lichts. In diesem Falle sind also die Schwingungen der fluorescirenden Theilchen \parallel und \perp zur Axe merklich gleich stark. Folglich erwecken hier Schwingungen des einfallenden Lichts, welche senkrecht zur Axe erfolgen, starke Fluorescenzschwingungen parallel der Axe, übereinstimmend mit einer schon vorher gezogenen Folgerung.

Gesamtergebniss: Im Phosgenit erfolgen Fluorescenzschwingungen am stärksten senkrecht zur Axe; nach allen Richtungen innerhalb dieser Ebene aber gleich stark. Diese Schwin-

ungen werden am stärksten erregt durch Licht, dessen Schwingungen \parallel zur Axe erfolgen; während Licht, dessen Schwingungen \perp zur Axe geschehen, hauptsächlich Fluoreszenzschwingungen \parallel zur Axe erregen.

II. Fluoreszenz optisch-zweiaxiger Krystalle.

§ 8. Rhombisches System. Topas. (Fig. 1.)

Mir standen aus der k. bayer. Staatssammlung vier schöne Krystalle, zum Theil von ausserordentlicher Grösse, zur Verfügung. Zwei derselben zeigten kaum bemerkbare Spuren von Fluoreszenz, nämlich ein dunkelgoldgelber voller Sprünge aus Brasilien, und ein ganz hell weingelber aus Sibirien. Die beiden anderen von der Urulga bei Nertschinsk in Ostsibirien zeigten dagegen ein sehr übereinstimmendes Verhalten; ich

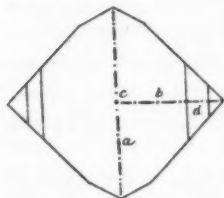


Fig. 1.

beschreibe zunächst die von dem grösseren von beiden dargebotenen Erscheinungen. Der völlig durchsichtige und fast farblose Krystall ist hauptsächlich begrenzt von den vier Flächen einer rhombischen Säule (der sogenannten zweiten Säule, deren Winkel etwa 92° beträgt), und von der geraden Endfläche; untergeordnet treten noch die Flächen

der ersten Säule und einige Domen auf. Die Länge der Säule beträgt 6 cm, ihre Querdimensionen etwa 4 und 4,5 cm. Der Blick auf die Endfläche bietet etwa nebenstehendes Aussehen. Die Ebene der optischen Axen ist \parallel den krystallographischen Axen a und c (Figur), die erste Mittellinie der optischen Axen liegt in der Säulenaxe c . Im durchgehenden Lichte ist sehr schwacher Dichroismus bemerkbar, indem das im Hauptschnitt polarisirte Bild ein wenig lichtschwächer ist als das andere, ohne dass dabei eine Farbenverschiedenheit auftritt.

1. Eintritt in eine grosse Säulenfläche.

a) Besichtigung durch eine Nachbarfläche derselben Säule.

Die von dem gelbgrün fluorescirenden Strahlenweg ausgehenden Strahlen sind senkrecht zur optischen Axenebene ziemlich vollkommen polarisirt; d. h. ihre Schwingungen geschehen vorzugsweise \parallel der Mittellinie c der optischen Axen, während die dazu senkrechten Componenten nur klein sind.

b) *Besichtigung durch die Endfläche.* Der Strahlenweg erscheint viel weniger hell; er ist senkrecht zur optischen Axenebene so gut wie vollkommen polarisirt. Die Schwingungen geschehen also wesentlich nur in der optischen Axenebene; man kann jetzt nur die $\parallel a$ erfolgenden wahrnehmen; und da die Erscheinung jetzt viel schwächer ist als zuvor, so folgt, dass die Schwingungen der fluorescirenden Theilchen selber vorwiegend $\parallel c$ und nur mit viel kleinerer Componente $\parallel a$ erfolgen.

c) *Besichtigung aus der Richtung der Krystallaxe a (in der optischen Axenebene).* Der Strahlenweg wird unsichtbar, wenn die Polarisationssebene des Analysators mit der Ebene der optischen Axen zusammenfällt. Bei polarisirter Bestrahlung wird stärkste Fluorescenz geweckt, wenn das einfallende Licht \perp zur optischen Axenebene polarisirt ist, also $\parallel c$ schwingt, dagegen fast gar keine, wenn es $\parallel c$ polarisirt ist, also $\perp c$ schwingt. Im übrigen sind die Erscheinungen wie die unter 1 a) und 1 b) beschriebenen.

Aus Allem folgt: *Bei Eintritt des Lichts in eine Säulenfläche werden Schwingungen der fluorescirenden Theilchen geweckt, welche wesentlich nur in der Ebene der optischen Axen vor sich gehen; ihre weitaus grösste Componente ist \parallel der Mittellinie c der optischen Axen, eine viel kleinere $\parallel a$. Erfolgen die Erregerschwingungen $\parallel c$, so wird stärkste Fluorescenz erregt; dagegen fast gar keine durch Schwingungen $\perp c$.*

2. *Eintritt in die grosse Domafläche d .* Das durch eine Säulenfläche austretende Fluorescenzlicht ist vorzugsweise, das \parallel der Krystallaxe a verlaufende ist vollkommen senkrecht zur Ebene der optischen Axen polarisirt. Hierdurch werden die vorigen Schlüsse lediglich bestätigt.

3. *Eintritt in die Endfläche.*

a) *Besichtigung durch eine Säulenfläche.* Die Fluorescenz ist viel schwächer als bei 1 und 2; sie erscheint am hellsten, wenn die Polarisationssebene des Analysators $\perp c$, am schwächsten, wenn $\parallel c$. Obwohl also der erregende Strahl längs c verläuft, somit $\perp c$ schwingt, hat doch das aus der Säulenfläche austretende Fluorescenzlicht seine grösste Schwingungscomponente $\parallel c$, eine kleinere $\perp c$.

b) *Besichtigung aus der Richtung a zeigt das Fluorescenz-*

licht völlig verlöscht, wenn die Polarisationsebene des Analysators mit der optischen Axenebene zusammenfällt. *Also auch jetzt schwingen die fluorescirenden Theilchen nur in der optischen Axenebene.*

c) *Besichtigung aus der Richtung der Krystallaxe b , also \perp zur Ebene der optischen Axen.* Hier ändert sich die Intensität des Fluoreszenzlichtes nicht merklich bei Drehung der Polarisationsebene des Analysators; also sind die Schwingungscomponenten der fluorescirenden Theilchen $\parallel a$ und c merklich gleich. Wenn polarisirtes Licht eintritt, dessen Polarisations Ebene mit der Ebene der optischen Axen zusammenfällt, so wird kaum nennenswerthe Fluoreszenz erregt; die geringen Schwingungen erweisen sich $\parallel c$ gerichtet. Stärkste Fluoreszenz wird erregt, wenn das einfallende Licht \perp zur optischen Axenebene polarisirt ist, also $\parallel a$ schwingt. Die Erscheinungen sind dann dieselben, wie soeben beschrieben. Man schliesst also:

Bei Eintritt in die Endfläche werden Schwingungen der fluorescirenden Theilchen geweckt, die wieder nur in der Ebene der optischen Axen vor sich gehen, jedoch schwächer als bei Erregung aus anderer Richtung. Die Componenten dieser Schwingungen $\parallel c$ und a sind merklich gleich. Bei Besichtigung durch eine Säulenfläche erscheint die Componente c deshalb überwiegend, weil von der Componente a nur die \perp zum ausgehenden Strahl genommene Componente wirksam wird. Geschehen die Erregerschwingungen $\parallel a$, so wird die stärkste Fluoreszenz geweckt, dagegen so gut wie keine durch Schwingungen, die \perp zur Ebene der optischen Axen erfolgen.

Der zweite Krystall fluorescirt ein wenig schwächer. Auch bei ihm sind die Fluoreszenzschwingungen auf die Ebene der optischen Axen beschränkt; aber noch mehr: Man kann überhaupt nur \parallel der Mittellinie c vor sich gehende Schwingungen wahrnehmen; eine Componente $\parallel a$ ist hier nicht nachweisbar.

Gesamtergebniss: Von welcher Richtung her der erregende Strahl auch in einen Topaskrystall eintreten mag: die Fluoreszenzschwingungen erfolgen immer in der optischen Axenebene. Im Allgemeinen überwiegt die Componente c (oder sie ist sogar allein vorhanden). Nur wenn der erregende Strahl $\parallel c$ verläuft, ist die Componente a etwa von gleicher Grösse wie c . (Beim zweiten Krystall ist sie jedoch nicht merklich.)

§ 9. Rhombisches System. Fortsetzung. Arragonit. (Fig. 2.)

Zur Verfügung stand mir ein der k. bayer. Staatssammlung gehöriger Krystall, in Gestalt einer rhombischen Säule mit stark ausgedehnten Abstumpfungsflächen der scharfen Säulenkanten (\perp zur Krystallaxe b), welche eine Tafel von 0,8 cm Dicke zwischen sich lassen, während die Dimensionen längs der Krystallaxen a und c bezüglich 1,8 und 6 cm betragen. Am Ende wurde eine Fläche $\perp c$ angeschliffen, und eine andere, etwa 1 qcm grosse $\perp a$. Den Querschnitt des Krystalls $\perp c$ zeigt Figur 2. Die optische Axenebene enthält die Krystallaxen b und c ; letztere ist die erste Mittellinie der optischen Axen. Der Krystall ist hell weingelb und zeigt im durchgehenden Lichte keinen Dichroismus. Nach der Bestrahlung leuchtet er 8 bis 10 Sekunden lang deutlich nach. Der Strahl wird nacheinander \parallel den drei aufeinander senkrechten Richtungen a , b , c in den Krystall geschickt und die erweckte Fluorescenz jedesmal von den beiden anderen Richtungen her untersucht. So gewinnt man Anhaltspunkte zur Beurtheilung der Grösse der zu jenen drei Richtungen parallelen Componenten der Schwingungen der fluorescirenden Theilchen. Diese Componenten sollen selber durch die Buchstaben a , b , c bezeichnet werden.

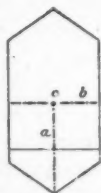


Fig. 2.

1. Eintritt in Richtung c in die künstliche Endfläche.

a) *Besichtigung längs a durch die andere angeschliffene Fläche.* Der apfelgrün fluorescirende Strahlenweg behält bei Drehung des Analysators seine Farbe, ändert aber seine Intensität; er erscheint viel heller, wenn die Polarisations-ebene $\parallel ac$, als wenn sie $\parallel ab$. Bei polarisirter Bestrahlung ist die Intensität etwas grösser, wenn die Polarisations-ebene des Polarisators $\parallel ac$, als wenn sie $\parallel bc$. Hält man des Analysators Polarisations-ebene $\parallel ac$, so erscheint der Strahlenweg bei der ersteren Polarisatorstellung *wesentlich*, bei der zweiten *etwas* heller, als wenn der Analysator $\parallel ab$.

b) *Besichtigung längs b durch die Abstumpfungsfläche.* Die Fluorescenz erscheint in ungeänderter Farbe, aber viel heller, wenn die Polarisations-ebene des Analysators \parallel der optischen Axenebene bc , als wenn sie $\parallel ab$. Bei polarisirter Bestrah-

lung ist die Intensität wesentlich grösser, wenn die Polarisations-ebene des Polarisators $\parallel bc$, als wenn sie $\parallel ac$, umgekehrt wie unter a). Hält man des Analysators Polarisations-ebene \parallel der optischen Axenebene bc , so erscheint die Fluoreszenz bei der ersteren Polarisatorstellung *viel*, bei der zweiten *etwas* heller, als wenn der Analysator $\parallel ab$.

Aus den unter 1 a) und 1 b) zuerst angeführten Thatsachen folgt, *dass die Theilchen, welche durch den \parallel der Mittellinie c verlaufenden Strahl zum Fluoresciren gebracht sind, überwiegend in der zu c senkrechten Ebene schwingen. Erfolgen die erregenden Schwingungen $\parallel b$ (Polarisator $\parallel ac$), so ist b viel $> c$ (vgl. 1 a), und a etwas $> c$ (vgl. 1 b). Folglich ist $b > a > c$. Erfolgen aber die erregenden Schwingungen $\parallel a$ (Polarisator $\parallel bc$), so ist b etwas $> c$ (vgl. 1 a), und a viel $> c$ (vgl. 1 b). Folglich ist jetzt $a > b > c$.*

2. Eintritt in Richtung b in die Abstumpfungsfäche.

a) *Besichtigung längs c durch die angeschliffene Fläche.* Der fluorescirende Strahlenweg erscheint apfelgrün, wenn die Polarisations-ebene des Analysators $\parallel ac$, dagegen ein wenig blaülicher und wohl auch heller, wenn sie $\parallel bc$ ist. Bei polarisirter Bestrahlung ist die Intensität wesentlich grösser, wenn die Polarisations-ebene in die optische Axenebene bc fällt, als wenn sie $\parallel ab$ ist. Im ersteren Falle ist die Erscheinung heller und zugleich blaülicher, wenn die Polarisations-ebene des Analysators ebenfalls in die optische Axenebene fällt, als wenn sie in ac fällt. Im zweiten Falle hat die Stellung des Analysators keinen merklichen Einfluss.

b) *Besichtigung längs a durch die angeschliffene Fläche* zeigt das Fluoreszenzlicht unpolarisirt. Bei polarisirter Bestrahlung wird apfelgrünes Fluoreszenzlicht erregt, wenn die Polarisations-ebene in die optische Achsenebene bc fällt, dagegen mehr blaüliches, wenn sie $\parallel ab$. Mit dieser geringen Farbenänderung ist keine merkliche Intensitätsänderung verknüpft. Fällt die Polarisations-ebene des Erregerlichts in bc , so ist die Erscheinung etwas heller, wenn die Polarisations-ebene des Analysators $\parallel ac$, als wenn sie $\parallel ab$ ist. Liegt aber die Polarisations-ebene des Erregerlichts $\parallel ab$, so ist die Fluoreszenz vielleicht eine Spur heller und etwas blaülicher, wenn die Polarisations-ebene des Analysators $\parallel ab$, als wenn

sie $\parallel a c$ ist. Man erkennt also folgendes: *Erfolgen die erregenden Schwingungen $\parallel a$ (Polarisationsebene des Polarisators $\parallel b c$), so ist a merklich $> b$ (vgl. 2 a), und b etwas $> c$ (vgl. 2 b); also $a > b > c$. Erfolgen aber die erregenden Schwingungen $\parallel c$ (Polarisator $\parallel a b$), so ist die erregte Fluoreszenz viel schwächer, und es ist $a = b$ (vgl. 2 a), und c eine Spur $> b$ (?); also $a = b$ ein wenig $< c$.*

3. Eintritt in Richtung a in die angeschliffene Fläche.

a) *Besichtigung längs b durch die Abstumpungsfläche.* Analysatordrehung ist ohne merklichen Einfluss. Bei polarisierter Bestrahlung ist die Fluoreszenz wohl ein wenig stärker, wenn die Polarisationsebene $\parallel a b$, als wenn sie $\parallel a c$. Im ersteren Fall ist sie mehr bläulich und vielleicht eine Spur heller, wenn die Polarisationsebene des Analysators $\parallel a b$, als wenn sie $\parallel b c$, wobei die Farbe mehr apfelgrün. Im zweiten Fall ist die Helligkeit wohl etwas grösser, wenn die Polarisationsebene des Analysators $\parallel b c$, als wenn sie $\parallel a b$.

b) *Besichtigung längs c durch die angeschliffene Fläche* zeigt die Fluoreszenz eine Spur heller, wenn die Polarisationsebene des Analysators $\parallel a c$, als wenn sie $\parallel b c$. Bei polarisierter Bestrahlung ist die Fluoreszenz deutlich stärker, wenn die Polarisationsebene $\parallel a c$, als wenn sie $\parallel a b$. Im letzteren Falle ist kein deutlicher Einfluss der Stellung des Analysators zu bemerken; im ersteren Falle ist die Erscheinung vielleicht eine Spur heller, wenn die Polarisationsebene des Analysators $\parallel a c$, als wenn sie $\parallel b c$. Hieraus folgt: *Geschehen die Erregerschwingungen $\parallel c$, so ist c eine Spur $> a$ (vgl. 3 a), und $a = b$ (?) (vgl. 3 b). Geschehen sie aber $\parallel b$, so ist a eine Spur $> c$ (vgl. 3 a), und b eine Spur $> a$ (vgl. 3 b). Also ist im ersten Falle $a = b \leq c$, im letzteren Falle $b > a > c$, aber alle drei nur wenig verschieden.*

Im Vorstehenden finden sich zweimal Beobachtungen für den Fall, dass das erregende Lichtbündel seine Schwingungen $\parallel a$ ausführt, nämlich einmal, wenn der erregende Strahl $\parallel c$, sodann wenn er $\parallel b$ verläuft, und entsprechend für die anders gerichteten Erregerschwingungen. Wenn die Ergebnisse unter beiden Umständen auch nicht identisch sind, so widersprechen sie einander doch auch nie. Diese Resultate mögen hier nochmals zusammengestellt werden.

Erregerschwingungen $\parallel a$.

Erregerstrahl längs c : $a > b > c$ a bei weitem am grössten.

„ „ b : $a > b > c$ a sehr merklich am grössten.

Erregerschwingungen $\parallel b$.

Erregerstrahl längs c : $b > a > c$ b bei weitem am grössten.

„ „ a : $b > a > c$ alle drei wenig verschieden.

Erregerschwingungen $\parallel c$.

Erregerstrahl längs b : $b = b$ eine Spur $< c$ (?)

„ „ a : $a = b$ eine Spur $< c$ (?)

*Man erkennt, dass im Arragonit immer jene Schwingungs-
komponente der fluorescirenden Theilchen am grössten ist, welche
zur Erregerschwingung \parallel ist; indessen wenn letztere $\parallel c$ ist, so
überwiegt die Schwingungskomponente c kaum merklich die beiden
anderen etwa gleichen. Ueberhaupt geschehen die Schwingungen
am schwierigsten \parallel der Mittellinie c der optischen Axen, vielmehr
sind die zu c senkrechten Componenten im allgemeinen am grös-
sten; beide werden fast mit gleicher Leichtigkeit erregt, jedoch die
zur optischen Axenebene senkrechte Componente a noch etwas
leichter als b . Ferner senden die fluorescirenden Theilchen, durch
polarisirtes Licht erregt, im allgemeinen nach jener Richtung,
wohin die Erregerschwingungen geschehen, nur schwaches Licht aus.*

§ 10. Rhombisches System. Fortsetzung.

Weissbleierz (Cerussit.)

An dem der k. bayer. Staatssammlung gehörigen, nur von schlechten Flächen begrenzten Krystall von 5 cm Länge und 1,5 und 2 cm Dicke wurden drei aufeinander senkrechte Flächen \parallel den Symmetrieebenen angeschliffen: die schmale, die breite und die Endfläche bezüglich \perp zu den Krystallaxen c , b und a . Die Ebene der optischen Axen ist $\parallel a$ und c , sie fällt also mit der „breiten“ Fläche zusammen. Die erste Mittellinie ist c , die zweite, a , fällt mit der Längsaxe des Krystalls zusammen. Der matt grünlichgelbe und nicht vollkommen klare Krystall ist schwach dichroitisch; denn in der dichroskopischen Lupe ist das in der optischen Axenebene polarisirte Bild mehr gelblich, das andere mehr bläulichgran. Dies zeigt sich bei Betrachtung sowohl längs c als längs a , während $\parallel b$ (\perp zur optischen Axenebene) kein Dichroismus bemerkbar ist.

1. Eintritt \parallel der ersten Mittellinie c .

a) *Besichtigung längs der zweiten Mittellinie a .* Der gelbgrün fluorescirende Strahlenweg erscheint etwas deutlicher, wenn des Analysators Polarisationsebene \perp , als wenn sie \parallel zu ihm steht; im letzteren Fall lagert sich noch etwas Violett (in Folge der Trübheit des Mediums, vgl. § 2) über das Grün. Bei polarisirter Bestrahlung liege die Polarisationsebene zunächst $\parallel bc$; dann hat Drehung des Analysators keine merkliche Aenderung der Farbe oder Intensität zur Folge. Liegt jene Polarisationsebene aber $\parallel ac$, so erscheint die Fluorescenz am hellsten, wenn die Polarisationsebene des Analysators $\parallel ab$.

b) *Besichtigung längs b .* Der Strahlenweg erscheint violett und bei weitem am hellsten, wenn die Analysatorebene ihm \parallel ist, sodass wohl nur die Erscheinung der trüben Medien vorliegt. Mit dieser Auffassung stimmen die Beobachtungen bei polarisirter Bestrahlung überein. Wenn nämlich die Polarisationsebene $\parallel bc$, so ist der violette Strahlenweg sehr hell, falls die Analysatorebene ihn aufnimmt; bei dazu senkrechter Stellung des Analysators aber sehr dunkel. Wenn jedoch erstere Polarisationsebene $\parallel ac$, so erscheint der violette Weg heller, wenn der Analysator $\parallel ab$, dagegen dunkler und mehr blau, wenn er $\parallel bc$.

Aus 1 a) schliesst man, dass bei Lichteintritt $\parallel c$ gelbgrüne Fluorescenzschwingungen nur in der Ebene bc nachweisbar sind und hier ihre grösste Componente $\parallel c$, eine etwas kleinere $\parallel b$ haben. Ist die Erregerschwingung $\parallel a$, so ist $b=c$, während sich über a , infolge Ueberdeckung durch die Erscheinung trüber Medien, nichts aussagen lässt. Ist die Erregerschwingung $\parallel b$, so ist $c > b$.

2. Eintritt \parallel der zweiten Mittellinie a .

a) *Beobachtung längs der ersten c .* Auf die Erscheinung des gelbgrün fluorescirenden Weges hat die Analysatorstellung keinen nennenswerthen Einfluss; höchstens tritt noch etwas Violett hinzu, wenn die Analysatorebene dem Wege \parallel ist (§ 2). Bei polarisirter Bestrahlung erscheint das Fluorescenzlicht aus Grün und Violett gemischt und am hellsten, wenn die Polarisationsebene mit der Ebene ac der optischen Axen zusammenfällt; viel schwächer, wenn sie $\parallel ab$ ist. Im ersteren Falle

erscheint mehr Grün, wenn die Polarisationssebene des Analysators $\parallel bc$, mehr Violett, wenn sie $\parallel ac$ ist. Im zweiten Falle hat die Analysatorstellung keinen merklichen Einfluss.

b) *Beobachtung längs b* zeigt den Strahlenweg gelbgrün, wenn die Analysatorebene $\parallel bc$, dagegen violett, wenn sie $\parallel ab$. Also ist letztere Erscheinung wohl wieder nur die der trüben Medien. Bei polarisierter Bestrahlung ist die Fluorescenz gelbgrün, wenn die Polarisationssebene $\parallel ac$; dagegen erscheint viel minder helles, vorwiegend violettes Licht, wenn sie $\parallel ab$ ist. Im ersteren Fall erscheint reineres Gelbgrün, wenn die Polarisationssebene des Analysators $\parallel ab$; dagegen ein mit Violett gemischtes Gelbgrün, wenn sie $\parallel bc$. Im zweiten Fall ist nur schwaches Grün zu sehen, wenn der Analysator $\parallel bc$; nur violett, wenn er $\parallel ab$ (§ 2). Hieraus folgt:

Bei Eintritt längs a wird stärkere Fluorescenz (gelbgrün) erregt, wenn die erregenden Schwingungen $\parallel b$, als wenn sie $\parallel c$ erfolgen. Ist die Erregerschwingung $\parallel b$, so ist $a > b$ (vgl. 2a); und $c > a$ (?) (vgl. 2b); folglich $c > a > b$. Ist aber die Erregerschwingung $\parallel c$, so ist $a = b$, aber von geringer Grösse (vgl. 2a), und $a > c$ (?) (vgl. 2b); also $a = b > c$ (?).

3. Eintritt $\parallel b$.

a) *Beobachtung längs der ersten Mittellinie c*. Der Strahlenweg erscheint nur *violett* und zwar merklich heller, wenn die Polarisationssebene des Analysators ihn in sich aufnimmt. Bei polarisierter Bestrahlung ist die Erscheinung weitaus am hellsten, wenn die Polarisationssebene $\parallel bc$; hält man jetzt den Analysator so, dass seine Polarisationssebene auch in bc fällt, so erblickt man allergrösste Helligkeit. Hierbei hat man es also im wesentlichen nur mit der Erscheinung eines trüben Mediums zu thun. Wenn das einfallende Licht $\parallel ab$ polarisirt ist, ist das ausgesandte Fluorescenzlicht überwiegend $\parallel ac$ polarisirt und wieder nur violett.

b) *Beobachtung längs a*. Die Erscheinung des *gelbgrün* fluorescirenden Weges erleidet bei Drehung Analysators keine merkliche Aenderung. Die Fluorescenz ist bei weitem am hellsten, wenn das einfallende Licht $\parallel bc$ polarisirt ist. In diesem Falle liefert die Analysatorstellung $\parallel ab$ vielleicht eine etwas grössere Helligkeit als $\parallel ac$. Ist aber das einfallende Licht $\parallel ab$ polarisirt, so muss die Analysatorebene $\parallel ac$ sein,

um gelbgrüne Fluorescenz, wenn auch wenig intensiv, zu zeigen, während bei der Analysatorstellung $\parallel ab$ die Fluorescenz viel schwächer und noch durch Violett überdeckt erscheint (infolge der Trübheit des Mediums). — Aus 2 b schliesst man, dass die gelbgrünen Fluorescenzschwingungen $\parallel b$ und c ziemlich gleich sind. Am stärksten erregen $\parallel a$ erfolgende Schwingungen; dabei ist c vielleicht ein wenig $> b$. Sind die erregenden Schwingungen aber $\parallel c$, so ist $b > c$, jedoch beide sehr klein.

Gesamt-Ergebniss: Der Umstand, dass der untersuchte Krystall von Weissbleierz zugleich als trübes Medium wirkt, erschwert die Deutung der Beobachtungen in hohem Maasse; daher ist sie unvollständiger, als bei den übrigen Substanzen.

Erregerschwingungen $\parallel a$.

Erregerstrahl längs c : $b = c$

„ „ $b: c$ ein wenig $> b$ (?)

Erregerschwingungen $\parallel b$.

Erregerstrahl längs c : $c > b$

„ „ $a: c > a > bc$ und a wohl nicht sehr verschieden.

Erregerschwingungen $\parallel c$.

Erregerstrahl längs b : $b > c$ beide sehr klein.

„ „ $a: a = b > c$ alle drei nur klein.

Die zur erregenden Schwingung parallele Schwingungscomponete der fluorescirenden Theilchen ist nie am grössten, wahrscheinlich sogar stets am kleinsten (analog wie es bei Hornblei gefunden wurde; siehe oben). *Die grösste Componente ist im allgemeinen \parallel der ersten Mittellinie c , ausser wenn die erregenden Schwingungen dieselbe Richtung haben.*

§ 11. Monoklines System. Rohrzucker. (Fig. 3.)

Mehrere von Hrn. Dr. Wulff (Schwerin) gezüchtete und mir geschenkweise überlassene grosse und völlig wasserhelle Krystalle dienten zur Untersuchung. Sie sind nach der Spaltungsfläche a tafelförmig; der grösste hat die Dimensionen $1\frac{1}{2}$, $2\frac{1}{2}$, $3\frac{1}{2}$ cm. Die Ebene der optischen Axen enthält zwei Krystallaxen, nämlich die verticale c und die Klinoaxe a , während die Krystallaxe b auf ihr senkrecht steht. Ich schliff zwei Flächen an: die eine senkrecht zur Axe b , die andere

senkrecht zur ersten Mittellinie der optischen Axen. Diese Mittellinie M liegt im stumpfen Winkel der Krystallaxen a und c , mit letzterer $67\frac{3}{4}^\circ$ bildend. Eine dritte Fläche hätte senkrecht zur zweiten Mittellinie M' stehen sollen; statt ihrer benutzte ich die natürliche Krystallfläche r , deren Stellung nur $3\frac{1}{4}^\circ$ von der gewollten abweicht. Die Krystalle sind gänzlich frei von Dichroismus.

1. Eintritt \parallel der ersten Mittellinie M in eine angeschliffene Fläche.

a) *Besichtigung längs der zweiten M' durch die Fläche r .* Der grünlich fluorescirende Strahlenweg ist am hellsten, wenn die Polarisationssebene des Analysators in der optischen Axenebene liegt. Wenn das einfallende Licht in dieser Ebene polarisirt ist, gilt noch dasselbe; wenn es aber senkrecht zu

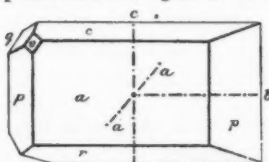


Fig. 3.

jener Ebene polarisirt ist ($\parallel Mb$), so ist die Fluoreszenz etwas weniger hell und durch die Analysatorstellung nicht merklich beeinflusst.

b) *Besichtigung längs b durch die andere angeschliffene Fläche* zeigt die grünliche Fluoreszenz am

hellsten, wenn die Analysatorebene $\parallel Mb$. Wenn das einfallende Licht in der Ebene der optischen Axen polarisirt ist, so ist die Erscheinung undeutlich; sie ist noch am hellsten, wenn die Analysatorebene $\parallel Mb$; dagegen fast 0, wenn sie $\parallel M'b$. Ist das einfallende Licht aber $\parallel Mb$ polarisirt, so ist die Fluoreszenz am hellsten, wenn die Analysatorebene gleichfalls $\parallel Mb$ ist.

Hiernach sind die Schwingungen der fluorescirenden Theilchen ganz überwiegend senkrecht zur Ebene der optischen Axen gerichtet. Ist die Erregerschwingung $\parallel b$, so ist $b > M$ (vgl. 1a) und $M' > M$, jedoch beide nur klein (vgl. 1b). Also $b > M' > M$. Hier überwiegt b bedeutend, während M fast = 0 ist. Wenn aber die Erregerschwingung $\parallel M'$ ist, so ist $b = M$ und von ziemlicher Größe (vgl. 1a), und $M' > M$ (1b). Also ist $M' > (M = b)$, alle drei ziemlich stark.

2. Eintritt \parallel der zweiten Mittellinie M' in die Fläche r .

a) *Besichtigung längs der ersten M durch die angeschliffene Fläche.* Der Strahlenweg fluorescirt jetzt bläulichgrün, aber

schwach; er ist noch am besten sichtbar, wenn die Polarisations-ebene des Analysators in die optische Axenebene fällt. Ist das einfallende Licht in irgend einem Azimuth polarisirt, so gilt noch dasselbe.

b) *Besichtigung längs b durch die andere angeschliffene Fläche.* Der bläulichgrün fluorescirende Strahlenweg ist sehr schwach sichtbar; die Analysatorstellung hat keinen Einfluss. Ist das einfallende Licht in der Ebene der optischen Axen polarisirt, so ist der fluorescirende Strahlenweg nach dieser Richtung hin überhaupt nicht zu sehen; ist es aber $\parallel M'b$ polarisirt, so ist er schwach sichtbar, doch scheinbar völlig unpolarisirt.

Also wird durch den zu M' parallelen Strahl nur schwache bläulichgrüne Fluorescenz geweckt, deren Schwingungen fast ausschliesslich $\parallel b$ erfolgen. Erregerschwingungen $\parallel b$ erwecken wesentlich nur gleichgerichtete Schwingungen der fluorescirenden Theilchen; denn nach 2a) ist b viel $> M'$ und $M = M'$ merklich $= 0$. Sind die Erregerschwingungen $\parallel M$, so ist wiederum b viel $> M'$ und $M = M'$ sehr klein.

3. *Eintritt $\parallel b$ durch die angeschliffene Fläche.*

a) *Besichtigung längs M' durch die Fläche r .* Der bläulichgrün fluorescirende Strahlenweg erscheint am hellsten, wenn die Analysatorebene $\parallel M'b$. Ist das eintretende Licht in der Ebene Mb polarisirt, so ist die Fluorescenz schwach und nicht merklich polarisirt. Ist es aber $\parallel M'b$ polarisirt, so ist die grüne Fluorescenz sehr hell, wenn die Analysatorebene gleichfalls $\parallel M'b$ ist; dagegen fast 0, wenn letztere Ebene in die optische Axenebene MM' fällt.

b) *Besichtigung längs M durch die angeschliffene Fläche.* Die Fluorescenz ist am hellsten, wenn die Ebene des Analysators $\parallel Mb$. Ist das einfallende Licht in dieser Ebene polarisirt, so ist die Analysatorstellung von zwar nicht grossem, aber doch unverkennbarem Einfluss. Grösste Helligkeit zeigt sich, wenn beide Polarisations Ebenen zusammenfallen. Ist das eintretende Licht $\parallel M'b$ polarisirt, so giebt dieselbe Analysatorstellung wie vorher grösste Helligkeit, die aber die kleinste nicht viel übertrifft. Somit folgt:

Wenn die Erregerschwingungen $\parallel M'$ sind, so ist $M = b$ und sehr klein (3a) und $M' > b$, jedoch nicht sehr verschieden

(3 b); also $M' > (b = M)$, alle drei nicht gross. Ist aber die Erregerschwingung $\parallel M$, so ist M viel $> b$ (letzteres fast 0) (3 a), und M' nicht viel $> b$; also M viel $> M' > b$, letztere beide wenig verschieden.

Gesamtergebniss:

Erregerschwingungen $\parallel b$.

Erregerstrahl längs M : $b > M' > M$, hier ist b sehr gross, M fast 0.

„ „ M' : b ist merklich allein vorhanden.

Erregerschwingungen $\parallel M$.

Erregerstrahl längs M' : b viel $> (M' = M)$, letztere sehr klein.

„ „ b : M viel $> M' > b$, letztere beide wenig verschieden.

Erregerschwingungen $\parallel M'$.

Erregerstrahl längs M : $M' > (M = b)$, alle drei ziemlich gross.

„ „ b : $M' > (M = b)$, alle drei klein und wenig verschieden.

*Im Rohrzucker ist also fast immer jene Schwingungscomponen-
te der fluorescirenden Theilchen am grössten, welche der
Erregerschwingung \parallel ist; am auffälligsten ist dies für die zur
optischen Axenebene senkrechten Erregerschwingungen, welche fast
nur gleichgerichtete erwecken. Nur wenn die Erregerschwingungen
 $\parallel M$, während der Strahl längs M' verläuft, überwiegt die
 b -Schwingungscomponen- te der fluorescirenden Theilchen die beiden
anderen Componenten sehr erheblich. So zeigt sich, dass über-
haupt die zur Ebene der optischen Axen senkrechten Fluorescenz-
schwingungen am leichtesten zu Stande kommen.*

§ 12. Triklines System. Cyanit.

Zur Verfügung stand mir ein der k. bayer. Staatssammlung
gehöriger säulenförmiger Krystall von etwa 5 cm Länge,
1,5 cm Breite, 0,8 cm Dicke, begrenzt im wesentlichen von
drei Flächen der Säulenzone, während die Enden unregelmässig
abgebrochen sind. Die erste Mittellinie M der optischen Axen
steht nahe senkrecht zur Hauptsplattungsfläche, durch welche
der Krystall breitsäulenförmig ist. Die zweite Mittellinie M'
liegt also fast in dieser Fläche und macht etwa 30° mit der
Säulenkante (d. h. der Richtung der Krystallaxe c), und zwar
im spitzen Winkel der Krystallaxen b und c . Die zur optischen

Axenebene senkrechte Richtung sei s genannt. Der Krystall ist stark pleochroitisch; denn blickt man mit der dichroskopischen Lupe \parallel der Hauptsplaltungsfläche durch die schmale Säulenseite, so ist das $\parallel c$ polarisirte Bild gelb, das andere tief blau; blickt man durch die Hauptsplaltungsfläche, so ist das $\parallel c$ polarisirte etwas weniger tiefblau als das $\perp c$ polarisirte. Der Krystall fluorescirt dunkel purpurroth; doch sind die Beobachtungen schwierig und daher nicht sehr genau, weil diese Farbe das Auge schnell ermüdet, und weil sie mit dem erregenden Violett eine gewisse Verwandtschaft besitzt. Zudem sind die Beobachtungen unvollständig, weil es weder gelang, den erregenden Strahl nahe \parallel der Säulenaxe in den Krystall eintreten zu lassen, noch auch in dieser Richtung zu visiren.

1. *Eintritt \parallel der ersten Mittellinie M durch die Hauptsplaltungsfläche.*

Besichtigung längs der zur optischen Axenebene senkrechten Richtung s durch eine Säulenkante. Die durch unpolarisirte Bestrahlung erregte rothe Fluorescenz ist am hellsten zu sehen, wenn die Polarisationssebene des Analysators $\parallel M s$. Die Fluorescenz ist bei weitem am stärksten, wenn das Erregerlicht in der Ebene der optischen Axen polarisirt ist. Dann zeigt obige Analysatorstellung etwas grössere Helligkeit als die dazu senkrechte.

Also weitaus am stärksten erregen Schwingungen $\parallel s$, d. h. senkrecht zur optischen Axenebene; dann ist M etwas $> M'$.

2. *Eintritt senkrecht zur optischen Axenebene $\parallel s$ durch eine Säulenkante.*

Besichtigung längs M durch die Hauptsplaltungsfläche. Hellste Fluorescenz erscheint, wenn die Polarisationssebene des Analysators mit der Ebene der optischen Axen zusammenfällt. Bei polarisirter Bestrahlung tritt die rothe Fluorescenz weitaus am deutlichsten auf, wenn die Polarisationssebene des Polarisators $\parallel M' s$, und dann ist sie am hellsten bei der eben genannten Analysatorstellung. Ist aber das einfallende Licht $\parallel M s$ polarisirt, so zeigt sich nur blauvioletttes Erregerlicht.

Also wirken Schwingungen $\parallel M'$ überhaupt nicht merklich fluorescenzerweckend; am stärksten hingegen Schwingungen $\parallel M$. Alsdann ist $s > M'$.

*Gesammtresultat:*Erregerschwingungen $\parallel s$.Erregerstrahl längs M : M etwas $> M'$ (vgl. 1).Erregerschwingungen $\parallel M$.Erregerstrahl längs s : $s > M'$ (vgl. 2).Erregerschwingungen $\parallel M'$.Erregerstrahl längs M : M vielleicht $> M'$, beides sehr klein? (vgl. 1).„ „ „ s : $M = M' = 0$ (?)

Im ganzen scheint immer $M > s > M'$. Ferner zeigt sich, dass Schwingungen $\parallel M'$ überhaupt kaum merkliche Fluoreszenz erregen.

§ 13. Resultate.

Im Vorhergehenden ist gezeigt, dass alle untersuchten Krystalle, welche doppelbrechend und mit Fluoreszenz begabt sind, nach verschiedenen Richtungen hin mehr oder weniger vollkommen polarisirtes Licht aussenden. Schon früher ist, wie eingangs erwähnt, eine Reihe anderer krystallisirter Substanzen als mit polarisirter Fluoreszenz begabt erkannt worden. Da nun bisher keine Ausnahme gefunden wurde, so scheint folgender Satz, der übrigens aus allgemeinen krystallphysikalischen Erwägungen eine gewisse innere Wahrscheinlichkeit besitzt, auch experimentell hinreichend festgestellt zu sein:

Die polarisirte Fluoreszenz ist eine allgemeine Eigenschaft aller doppelbrechenden fluoreszenzfähigen Krystalle.

Aus der Polarisation des Fluoreszenzlichtes schliesst man auf jene Richtungen, nach welchen die fluorescirenden Theilchen mehr oder weniger leicht in (lichtaussendende) Schwingungen versetzt werden können (§ 1 und § 3, 1 a), oder nach welchen hin sie vielleicht immer schon in Schwingungen begriffen sind. Um aus der erschlossenen Grössenfolge der Schwingungscomponenten die Schwingungsbahnen selber abzuleiten, würden erstens Messungen des Grössenverhältnisses der Componenten, — also photometrische Messungen — erforderlich sein, zweitens aber die Ermittlung ihrer Phasenunterschiede, zu welcher jedoch erst ein Weg gefunden werden müsste.

Die dichroitische Fluoreszenz mancher Substanzen (Hyacinth nach Maskelyne, Beryll u. a.) beruht darauf, dass die

Schwingung eines fluorescirenden Theilchens im allgemeinen die Resultante von mehreren, in verschiedenen Ebenen stattfindenden Schwingungen ist, welche — zufolge der Anordnung der Krystallbausteine — verschieden sind nach Periode und Amplitude, also nach Farbe und Intensität. Durch Anwendung des Nicol gelangt unter Umständen eine einzelne dieser Theilschwingungen allein oder doch vorwiegend zur Wahrnehmung.

Im besonderen lieferten die 10 untersuchten Substanzen folgende Hauptergebnisse:

Optisch-einaxige Krystalle.

Im *Kalkspath* haben die Schwingungen der fluorescirenden Theilchen ihre grösste Componente parallel der optischen Axe. Auch wird die Fluorescenz durch Schwingungen von dieser Richtung am stärksten erregt. Von allen zu ihr senkrechten Richtungen ist keine ausgezeichnet.

Im *Apatit* schwingen die fluorescirenden Theilchen merklich nur senkrecht zur optischen Axe; auch wird die Fluorescenz am stärksten durch Schwingungen solcher Richtungen erweckt.

Beryll fluorescirt dichroitisch. Die zur optischen Axe senkrechten Schwingungen sind blau, die parallelen rothviolett. Bei einem anderen Exemplar ist es gerade umgekehrt. Beim *Smaragd* sind diese Farben roth und blauviolett.

Im *Vesuvian* haben die Fluorescenzschwingungen etwas grössere Componenten senkrecht als parallel zur Axe; auch werden sie am stärksten durch erstere erregt. Schwingungen des Erregerlichts, die parallel, bez. senkrecht zur Axe sind, rufen überwiegend gleichgerichtete Fluorescenzschwingungen hervor.

Im *Hornblei* sind die Fluorescenzschwingungen am stärksten senkrecht zur Axe. Erregerschwingungen parallel der Axe rufen am stärksten Fluorescenzschwingungen senkrecht zur Axe hervor, und umgekehrt.

Optisch-zweiaxige Krystalle.

Im *Topas* erfolgen die Fluorescenzschwingungen nur in der Ebene der optischen Axen; die Hauptcomponente ist parallel der ersten Mittellinie.

Im *Arragonit* ist immer jene Schwingungscomponente der fluorescirenden Theilchen am grössten, die parallel zur Erregerschwingung ist; doch geschehen die Schwingungen parallel der ersten Mittellinie am schwierigsten, die beiden dazu senkrechten fast gleich leicht, am leichtesten indessen die zur optischen Axenebene senkrechte.

Im *Weissbleierz* ist die zur Erregerschwingung parallele Schwingungscomponente der fluorescirenden Theilchen *nie* am grössten, wahrscheinlich sogar stets am kleinsten (vgl. Hornblei).

Im *Rohrzucker* ist fast immer jene Schwingungscomponente am grössten, die zur Erregerschwingung parallel ist; jedoch erfolgen die Schwingungen bei weitem am leichtesten senkrecht zur Ebene der optischen Axen.

Im *Cyanit* ist die kleinste Componente der Fluorescenzschwingungen immer parallel der zweiten Mittellinie der optischen Axen. Erregerschwingungen von dieser Richtung erwecken überhaupt kaum merkliche Fluorescenz.

2. Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper; von F. Paschen.

Erste Mittheilung.

(Hierzu Taf. II Fig. 1-4).

Nach Kirchhoff lässt sich die Intensität E einer Strahlung, welche durch die Temperatur verursacht ist, mittelst der Absorption a durch die Relation $E = e \cdot a$ zurückführen auf eine einzige Function e von der Wellenlänge und der Temperatur. Diese Emissionsfunction, das Verhältniss zwischen der Intensität der Emission und der Absorption eines beliebigen strahlenden Körpers stellt die Intensität der Emission eines idealen Körpers dar, der keinerlei Licht reflectirt und jegliches Licht absorbirt, und den man als absolut schwarzen Körper bezeichnet. Kirchhoff vermuthet, dass die Emissionsfunction einfachen Gesetzen unterliege, da sie eine allen Körpern gemeinsame Eigenschaft vorstellt. Ueber diese Function wissen wir nach den Untersuchungen Langley's, dass sie bei constanter Temperatur mit wachsender Wellenlänge zunächst wächst, ein Maximum erreicht und dann wieder abnimmt. Mit wachsender Temperatur und constanter Wellenlänge nimmt die Function ebenfalls zu, und zwar nach Langley so, dass die Intensität kleinerer Wellenlängen schneller wächst, als die langer. Das Maximum der Langley'schen Curven verschiebt sich deutlich mit wachsender Temperatur nach kleineren Wellenlängen.

Der exacten empirischen Forschung über diesen Gegenstand ist zunächst eine mathematische Formulirung dieser und anderer Thatsachen gefolgt. H. F. Weber²⁾ stellt folgende Formel auf:

$$(1) \quad J = \frac{C}{\lambda^2} e^{aT - \frac{1}{b^2 T^2 \lambda^2}}.$$

1) S. P. Langley, Ann. Chim. et Phys. VI. 9. p. 469. 1886.

2) H. F. Weber, Berl. Sitzungsber. 2. p. 933. 1888.

λ = die variable Wellenlänge, T = die variable absolute Temperatur, J = die variable Intensität der Strahlung, c , a , b = Constanten.

M. W. Michelson¹⁾ macht gewisse Annahmen über die Art der Wärmebewegung der kleinsten Theilchen eines Körpers und folgert als Emissionsfunction:

$$(2) \quad J = c T^{3/4} e^{-\frac{a}{T\lambda^2}} \lambda^{-6}.$$

Bezeichnungen wie in (1), c , a sind andere Constanten, als in (1).

Lord Rayleigh²⁾ giebt der Weber'schen Formel als der einfacheren und plausibeleren den Vorzug.

R. v. Kövesligethy³⁾ gibt eine Ableitung für Formeln der Emissionsfunction, welche sich durch folgende Formel zusammenfassen lassen:

$$(3) \quad J = c T^4 \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 T^2 + a)^2}.$$

Bezeichnungen wie in (1) und (2), c und a sind Constanten.

Zum besseren Vergleich untereinander und mit den zu behandelnden Messungen geben wir diesen Formeln folgende Gestalt: Es sei $J_{\lambda T}$ die Intensität einer beliebigen Wellenlänge λ und einer beliebigen Temperatur T , $J_{\lambda_m T}$ die Intensität derselben Temperatur T , aber derjenigen Wellenlänge λ_m , für welche $J_{\lambda T}$ bei constantem T den Maximalwerth erreicht. Es folgt aus Weber's Formel:

$$(1a) \quad \frac{J_{\lambda T}}{J_{\lambda_m T}} = \left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^2 e^{-\left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^2 + 1},$$

aus Michelson's Formel:

$$(2a) \quad \frac{J_{\lambda T}}{J_{\lambda_m T}} = \left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^6 e^{-3\left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^2 + 3},$$

aus Kövesligethy's Formel:

$$(3a) \quad \frac{J_{\lambda T}}{J_{\lambda_m T}} = \frac{4 \left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right)^2}{\left\{\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right)^2 + 1\right\}^2}.$$

1) M. W. Michelson, Journ. de Phys. II. 6. p. 467. 1887.

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 27. p. 460. 1889.

3) R. v. Kövesligethy, Grundzüge einer theor. Spectralanalyse. Halle 1890.

Nach allen 3 Formeln ist mithin das Verhältniss $J_{\lambda T}/J_{\lambda_m T}$ nur abhängig von λ/λ_m , und das einzige, allen Temperaturen gemeinsame Gesetz enthält keine spezifische Constante mehr. Michelson's Gesetz erscheint als dritte Potenz des Weber'schen, Köveslighety's Gesetz ist ein ganz anderes (vgl. Fig. 4 und p. 473). Die Abhängigkeit der Intensität $J_{\lambda_m T}$ von T gestaltet sich folgendermaassen:

nach Weber:

$$(1b) \quad J_{\lambda_m T} = c T^2 e^{aT-1},$$

nach Michelson:

$$(2b) \quad J_{\lambda_m T} = c T^{n/2},$$

nach Köveslighety:

$$(3b) \quad J_{\lambda_m T} = c T^3.$$

Die Beziehung zwischen λ_m und T ist folgende:

nach Weber:

$$(1c) \quad \lambda_m \cdot T = c,$$

nach Michelson:

$$(2c) \quad \lambda_m^2 \cdot T = c,$$

nach Köveslighety:

$$(3c) \quad \lambda_m \cdot T = c.$$

Im Gegensatz zu diesen Formeln, welche auf zweifelhafter Grundlage abgeleitet sind oder einer Ableitung überhaupt entbehren, gründet sich eine Erörterung von W. Wien¹⁾ auf Folgerungen aus der electromagnetischen Lichttheorie, den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie und das Doppler'sche Princip und folgert unter der Annahme des Stefan'schen Gesetzes für die Gesamtstrahlung, welches von Boltzmann auf ähnlicher Grundlage abgeleitet ist, einige Gesetzmässigkeiten, die sich analog den letzten Formulierungen folgendermaassen darstellen lassen:

1) W. Wien, Berliner Sitzungsber. 6. p. 55. 1893.

Wien's Gesetze:

$$(4a) \quad \frac{J_{\lambda} T}{J_{\lambda_m} T}$$

ist für alle Temperaturen die gleiche Function $f(\lambda/\lambda_m)$ von λ/λ_m . Diese Function selber folgt nicht aus den gemachten Voraussetzungen.

$$(4b) \quad J_{\lambda_m} T = c \cdot T^b.$$

$$(4c) \quad \lambda_m \cdot T = \text{const.}$$

Formel (4a) würde jeder der Formeln (1a), (2a), (3a) entsprechen, (4c) würde nach Weber und Köveslighety erfüllt sein.

Keine der erwähnten Formeln hat bisher eine einwandfreie experimentelle Bestätigung erfahren. Die Langley'sche Curve für 178° C, welche Weber in Uebereinstimmung mit seiner Formel findet, verläuft ganz anders, als Weber meint, wenn man sie auf Grund der jetzt besser bekannten Dispersion des Steinsalzes richtig berechnet.¹⁾ Die von Michelson aufgeführten Werthe der Wellenlängen λ_m der Maxima der Langley'schen Curven entsprechen den Maximis der prismatischen Energiecurven und erhalten bei ihrer Umrechnung auf die normale Scale so erheblich andere Werthe, dass die von Michelson betonte Gesetzmässigkeit verschwindet. Aehnlich steht es mit Köveslighety's Verwerthung von Mouton's und Langley's Beobachtungen.

In der Hoffnung, durch eine umfassendere und genauere Wiederholung der Experimente Langley's die Skizze, welche Langley's Arbeiten von der Emissionsfunction entworfen haben, zu vervollständigen, unternahm ich eine Reihe von Messungen über die Energiespectra fester Körper bei verschiedenen Temperaturen. Mein Plan war der, verschiedene Oberflächen, reflectirende und schwärzere, strahlen zu lassen und nach Gesetzmässigkeiten zu suchen, welche entweder allen gemeinsam sind, oder welche um so mehr zu Tage treten, je näher der Körper dem absolut schwarzen Körper kommt.

1) Vgl. F. Paschen, *Astrophys. Journ.* (2). 3. p. 150. 1896.

Allgemeines über die Versuchsanordnung und Beobachtung.

Der zu untersuchende Körper befand sich auf einem Platinbände, welches durch einen constanten Strom erhitzt ward, und dessen Temperatur ein Thermoelement angab, vor dem Spalt eines Spectralapparates, dessen Fadenkreuz durch einen schmalen Bolometerstreifen ersetzt war. Das Spectro-bolometer ist genau dasselbe, welches in meinen früheren Arbeiten über die Emission und Absorption der Gase und über die Dispersion des Fluorits benutzt ist.¹⁾ Die Anordnung war in keiner Weise anders, als bei der Dispersionsbestimmung, sodass die Wellenlängen, welche bei dieser Arbeit im erzeugten Spectrum festgelegt waren, keinerlei constante Fehler haben konnten.

Die Messung der Temperatur mit dem Thermoelemente ist ebenfalls früher²⁾ eingehend beschrieben. Das Platin-Platinrhodium-Element war durch die bekannten Temperaturen des siedenden Wassers, Anilins, Schwefels, des schmelzenden Silbers, Goldes, Palladium und Platin geaicht und wurde während jeder Messung controllirt. Eine neue Aichung am Schlusse aller Messungen, bei welcher auch der Schmelzpunkt des reinen Natriumchlorids, der von V. Meyer, Riddle und Lamb zu 815,4° C. bestimmt ist³⁾, herangezogen wurde, befand sich in völliger Uebereinstimmung mit der anfänglichen Aichung. Das strahlende Platinblech war um seine verticale Mittellinie gefaltet und herumgeklappt, so dass es aus zwei übereinander gelegten Blechen von je 0,1 mm Dicke bestand. In den Zwischenraum zwischen diesen beiden Blechen war die Schmelzstelle des Thermoelementes eingeführt. Ein vom Erhitzungsstrome herrührender Zweigstrom, der ebenfalls durch den Kreis des Thermoelementes verlief und durch geeignete Einführung der Schmelzstelle in den Zwischenraum möglichst herabgemindert ward, wurde durch Commutiren des Erhitzungsstromes eliminirt. Da der Zweigstrom völlig constant blieb, wenn die

1) F. Paschen, Wied. Ann. 50. p. 409. 1893; 51. p. 1. 1894; 52. p. 209. 1894; 53. p. 301. 1894; 56. p. 762. 1895.

2) F. Paschen, Wied. Ann. 48. p. 272. 1893; 49. p. 50. 1893.

3) V. Meyer, Riddle u. Lamb, Ber. d. deutschen chem. Ges. 27. p. 3129. 1894.

Blechwände fest an die Schmelzstelle gepresst waren, entstanden bei diesem Verfahren keine Fehler. Die gemessenen Temperaturen dürften bis 800° um weniger als 5° , und bei 1100° um weniger als 10° fehlerhaft sein. Ueber die Fehler bei höheren Temperaturen kann ich nichts sagen, da die Schmelzpunkte des Palladiums und Platins bisher nicht luftthermometrisch bestimmt sind.

Die untersuchten Körper waren Platin, Russ, Eisenoxyd, Kupferoxyd und Graphit. Sie befanden sich theilweise in Form von sehr feinen und fest haftenden Niederschlägen auf der strahlenden Fläche des Platinstreifens oder hatten eine andere Anordnung. Näheres darüber wird bei Besprechung der Messungen an den einzelnen Körpern mitgetheilt.

Die Beobachtungen können entsprechend den 3 Variablen: Intensität, Wellenlänge und Temperatur leicht auf zwei von einander unabhängige Weisen gemacht werden. Erstens lässt man T constant, indem man den Strom, der das strahlende Blech erhitzt, so gut es mit einer Accumulatorenatterie grosser Capacität angeht, constant hält, und vergleicht die Galvanometerausschläge, welche der Bolometerstreif an verschiedenen Spectralstellen verursacht. Diese Curven, welche $J_{\lambda T}$ als Function von λ darstellen, sollen der Kürze halber „Energiespectren“ oder auch „Energiecurven“ genannt werden. Zweitens lässt man λ constant, indem der Bolometerstreif an einer Stelle des Spectrum bleibt, und vergleicht die den verschiedenen Temperaturen entsprechenden Galvanometerausschläge. Diese Curven, welche $J_{\lambda T}$ als Function von T darstellen, sollen hier nach dem Vorgange von Nichols¹⁾ „isochromatische Curven“ oder „Isochromatics“ genannt werden. Für jeden Körper sind sowohl eine Reihe Energiespectren, als auch eine Reihe isochromatischer Curven beobachtet. Die eine Art Curven ergänzt und controllirt die anderen.

Ueber die Berechnung der Beobachtungen.

Es genügt, die Berechnung der Energiespectren genauer zu besprechen, da diejenige der Isochromatics daraus ebenfalls leicht ersichtlich ist.

1) E. L. Nichols, Am. Journ. of Sc. a. A. 3. 5. (18.) p. 465. 1879.

Die Beobachtung ergibt die Intensitäten des prismatischen Spectrum abhängig von den Minimalablenkungen des Flussspathprisma. Führt man statt der Minimalablenkung δ des Prisma die entsprechenden Wellenlängen λ ein und dividirt den beobachteten Galvanometerausschlag durch $d\lambda/d\delta$, so erhält man das normale Energiespectrum, in welchem die in einem gleich bleibenden Intervall von Wellenlängen enthaltene Energie in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge betrachtet wird. Dieses Spectrum habe ich aus den Beobachtungen berechnet (vgl. p. 484—486).

Nach meinen Dispersionsbestimmungen ergab sich die folgende Formel zwischen dem Brechungsexponenten des Flussspathes und der Wellenlänge λ :

$$n^2 = a^2 + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - h\lambda^2 - h\lambda^4.$$

Constanten, falls die λ nach $\mu = 0,001$ mm gezählt werden:

$$\begin{aligned} a^2 &= 2.03882, & h &= 0.00319987, \\ \lambda_2^2 &= 0.007706, & h &= 0.0000029160, \\ M_2 &= 0.00621828. \end{aligned}$$

Aus ihr folgt:

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{1}{n} \left\{ \frac{M_2 \lambda}{(\lambda^2 - \lambda_2^2)^2} + h\lambda + 2h\lambda^3 \right\}.$$

Aus der bekannten Relation zwischen dem Brechungsexponenten n , der Minimalablenkung δ und dem Prismenwinkel φ folgt:

$$\frac{dn}{d\delta} = \frac{1}{2} \frac{\cos \frac{1}{2}(\varphi + \delta)}{\sin \frac{1}{2}\varphi} \cdot \frac{1}{60 \times 57,2959},$$

falls die $d\delta$ nach Minuten gerechnet werden. Aus diesen beiden Formeln folgt:

$$\frac{d\lambda}{d\delta} = \frac{dn}{d\delta} \bigg/ \frac{dn}{d\lambda} \left[\frac{\mu}{\sin} \right].$$

Da die Prismenflächen an den verschiedenen Spectralstellen eine verschiedene Neigung gegen das einfallende und austretende Licht haben, ist nach Fresnel's Gesetzen das aus dem Prisma heraustretende Licht J^1 mit dem in das Prisma eintretenden J durch folgende Formel verknüpft:

$$J^1 = J \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 \frac{\delta}{2}}{\sin^2 \left(2r + \frac{\delta}{2} \right)} + \frac{tg^2 \frac{\delta}{2}}{tg^2 \left(2r + \frac{\delta}{2} \right)} \right) \right\}^2.$$

δ ist die Minimalablenkung, r ist der Winkel zwischen der Richtung des im Prisma verlaufenden Strahls und der Normalen auf einer der Prismenflächen. r hat bei einem Prisma von 60° also die Grösse 30° . Durch den Klammer-Ausdruck ist die beobachtete Intensität J^1 zu dividiren, um die Veränderlichkeit des reflectirten Lichtes zu eliminiren.

Zur Abbildung des Spectrum dienten in meinem Apparate zwei silberne Concavspiegel, welche nach Langley und H. Rubens Licht verschiedener Wellenlänge in verschiedenem Maasse reflectiren. Es wurde zur Eliminirung der Veränderlichkeit dieser Reflexion der Verlust an Intensität, der durch zweimalige Reflexion zu Stande kommt, nach den Zahlen von Rubens¹⁾ berechnet, graphisch aufgetragen und durch eine glatte Curve dargestellt. Da diese Curve nur bis 3μ beobachtet ist, hier aber noch nicht alles Licht reflectirt wird, verlängerte man das letzte Ende der Curve bis 7μ durch einen geraden Strich. Dieses Verfahren, dessen Wirkung übrigens ziemlich belanglos ist, schien erwünscht, um keine Discontinuität in den beobachteten Curvenzug des Energiespectrum hineinzubringen. Aus der Curve entnahm man die Zahlen, welche zu denjenigen Factoren führten, die die beobachtete Intensität von der Veränderlichkeit dieser Reflexion befreien.

Das für die Temperatur T beobachtete Energiespectrum ist die Differenz zweier Energiespectren $J_{\lambda T} - J_{\lambda T'}$, wo T' die Temperatur des Schirms vor dem Spalt des Spectralapparates ist, und die Energiespectren solche sind, wie man erhalten würde, wenn der Schirm, dessen Strahlung bei den Messungen als Nullpunkt der Strahlung gilt, die absolute Temperatur Null hätte. Es muss mithin die beobachtete Intensität des Energiespectrum um $J_{\lambda T'}$ vermehrt werden, um $J_{\lambda T}$, das auf den absoluten Nullpunkt bezogene Energiespectrum, zu ergeben. Aus dem Schlusse der vorliegenden Mittheilung (p. 484) wird hervorgehen, wie man $J_{\lambda T'}$ mit genügender Genauigkeit berechnen kann.

Um die Wirkung jeder dieser Correctionen zu zeigen, sei ein Beispiel ausführlicher besprochen.

1) H. Rubens, Wied. Ann. **37**. p. 254. 1889.

Tabelle I.

Beobachtung und Berechnung des zu $T = 437^\circ \text{C.}$ oder 710° abs.
Temperatur gehörigen Energiespectrums.

Empfindlichkeit E des Bolom. = 462,1 mm, Temp. T' des Schirmes $15,2^\circ \text{C.}$

$\log \lambda$	0,7962	0,7080	0,7007	0,6931	0,6852	0,6766
$\lambda(\mu)$	6,254	5,105	5,020	4,933	4,844	4,749
δ	$27^\circ 23',9$	$28^\circ 39',9$	$28^\circ 44',9$	$28^\circ 49',9$	$28^\circ 54',9$	$28^\circ 59',9$
n	186,2	351,7	367,9	385,9	402,8	421,2
$\log n$	2,2700	2,5461	2,5657	2,5865	2,6051	2,6245
$4 + \log d\lambda/d\delta$	2,1321	2,2294	2,2372	2,2454	2,2539	2,2625
	0,1379	0,3167	0,3285	0,3411	0,3512	0,3620
$\log r$	0,0291	0,0315	0,0317	0,0318	0,0320	0,0322
$\log R$	0,0047	0,0083	0,0085	0,0089	0,0091	0,0095
	0,1717	0,3565	0,3687	0,3818	0,3923	0,4037
$J_{\lambda T} - J_{\lambda T'}$	1,485	2,272	2,337	2,409	2,468	2,534
$J_{\lambda T'}$	0,0134	0,0074	0,0069	0,0064	0,0060	0,0055
$J_{\lambda T}$	1,498	2,279	2,344	2,415	2,474	2,540
$\log J_{\lambda T}$	0,1755	0,3577	0,3699	0,3829	0,3934	0,4048
$\log \lambda$	0,6685	0,6595	0,5964	0,5890	0,5812	0,5734
$\lambda(\mu)$	4,661	4,565	3,948	3,882	3,813	3,744
δ	$29^\circ 4',9$	$29^\circ 9',9$	$29^\circ 39',9$	$29^\circ 42',9$	$29^\circ 45',9$	$29^\circ 48',9$
n	442,3	461,4	597,7	618,6	633,4	649,5
$\log n$	2,6457	2,6641	2,7765	2,7914	2,8017	2,8126
$4 + \log d\lambda/d\delta$	2,2716	2,2811	2,3469	2,3544	2,3622	2,3710
	0,3741	0,3830	0,4296	0,4370	0,4395	0,4416
$\log r$	0,0324	0,0325	0,0334	0,0335	0,0336	0,0337
$\log R$	0,0098	0,0101	0,0123	0,0124	0,0127	0,0130
	0,4163	0,4256	0,4753	0,4829	0,4858	0,4883
$J_{\lambda T} - J_{\lambda T'}$	2,608	2,664	2,987	3,040	3,061	3,078
$J_{\lambda T'}$	0,0051	0,0045	0,0021	0,0019	0,0017	0,0015
$J_{\lambda T}$	2,613	2,669	2,989	3,042	3,063	3,080
$\log J_{\lambda T}$	0,4171	0,4263	0,4755	0,4832	0,4861	0,4886
$\log \lambda$	0,5649	0,5563	0,5472	0,5377	0,5273	0,5169
$\lambda(\mu)$	3,672	3,600	3,526	3,449	3,368	3,288
δ	$29^\circ 51',9$	$29^\circ 54',9$	$29^\circ 57',9$	$30^\circ 0',9$	$30^\circ 3',9$	$30^\circ 6',9$
n	665,7	678,7	694,4	705,9	714,4	719,6
$\log n$	2,8233	2,8317	2,8416	2,8487	2,8539	2,8571
$4 + \log d\lambda/d\delta$	2,3790	2,3875	2,3965	2,4057	2,4158	2,4260
	0,4443	0,4442	0,4451	0,4480	0,4381	0,4311
$\log r$	0,0338	0,0339	0,0340	0,0341	0,0342	0,0343
$\log R$	0,0133	0,0136	0,0138	0,0140	0,0144	0,0146
	0,4904	0,4917	0,4929	0,4911	0,4867	0,4800
$J_{\lambda T} - J_{\lambda T'}$	3,039	3,102	3,111	3,098	3,067	3,020
$J_{\lambda T'}$	0,0013	0,0012	0,0010	0,0009	0,0008	0,0007
$J_{\lambda T}$	3,094	3,103	3,112	3,099	3,068	3,021
$\log J_{\lambda T}$	0,4906	0,4918	0,4931	0,4913	0,4868	0,4801

$\log \lambda$	0,5066	0,4955	0,4836	0,4710	0,4574	0,4431
$\lambda (\mu)$	3,211	3,130	3,045	2,958	2,867	2,774
δ	30° 9',9	30° 12',9	30° 15',9	30° 18',9	30° 21',9	30° 24',9
n	724,0	724,5	721,5	709,6	686,7	651,1
$\log n$	2,8597	2,8600	2,8582	2,8510	2,8368	2,8137
$4 + \log d\lambda/d\delta$	2,4365	2,4469	2,4584	2,4711	2,4831	2,4958
	0,4232	0,4150	0,3998	0,3799	0,3537	0,3179
$\log r$	0,0344	0,0345	0,0346	0,0347	0,0347	0,0349
$\log R$	0,0149	0,0152	0,0155	0,0159	0,0161	0,0165
	0,4725	0,4628	0,4499	0,4305	0,4046	0,3639
$J_{\lambda T} - J_{\lambda T'}$	2,968	2,903	2,818	2,694	2,539	2,340
$J_{\lambda T'}$	0,0006	0,0005	0,0004	0,0004	0,0003	0,002
$J_{\lambda T}$	2,969	2,904	2,818	2,694	2,539	2,340
$\log J_{\lambda T}$	0,4727	0,4630	0,4500	0,4306	0,4046	0,3693
$\log \lambda$	0,4281	0,4118	0,3940	0,3754	0,3552	0,3330
$\lambda (\mu)$	2,680	2,581	2,477	2,374	2,266	2,153
δ	30° 27',9	30° 30',9	30° 33',9	30° 36',9	30° 39',9	30° 42',9
n	614,6	601,8	589,3	563,2	515,9	457,4
$\log n$	2,7886	2,7795	2,7703	2,7507	2,7125	2,6603
$4 + \log d\lambda/d\delta$	2,5090	2,5231	2,5380	2,5547	2,5687	2,5846
	0,2796	0,2564	0,2323	0,1960	0,1438	0,0757
$\log r$	0,0350	0,0351	0,0352	0,0353	0,0354	0,0355
$\log R$	0,0169	0,0171	0,0176	0,0181	0,0187	0,0192
	0,3315	0,3086	0,2851	0,2494	0,1979	0,1304
$J_{\lambda T} - J_{\lambda T'}$	2,145	2,035	1,928	1,776	1,577	1,350
$J_{\lambda T'}$	0,0001	0,0001	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
$J_{\lambda T}$	2,145	2,035	1,928	1,776	1,577	1,350
$\log J_{\lambda T}$	0,3315	0,3086	0,2851	0,2494	0,1979	0,1304

$\log \lambda$	0,3083	0,2812
$\lambda (\mu)$	2,034	1,911
δ	30° 45',9	30° 48',9
n	381,3	311,1
$\log n$	2,5812	2,4929
$4 + \log d\lambda/d\delta$	2,6004	2,6154
	0,9808 - 1	0,8775 - 1
$\log r$	0,0356	0,0357
$\log R$	0,0198	0,0205
	0,0362	0,9337 - 1
$J_{\lambda T} - J_{\lambda T'}$	1,087	0,8584
$J_{\lambda T'}$	0,0000	0,0000
$J_{\lambda T}$	1,087	0,8584
$\log J_{\lambda T}$	0,0362	0,9337 - 1

Die Bedeutung der Bezeichnungen ist folgende:

λ Wellenlänge in μ nach den Beobachtungen der Dispersion,

δ Minimalablenkungen (beobachtet),

n Galvanometerausschlag (beobachtet und wegen geringer Aenderungen der Empfindlichkeit corrigirt, übrigens das Mittel aus einer hin- und einer rücklaufenden Beobachtungsreihe),

$d\lambda/d\delta$ nach Formel p. 461 berechnet,

r Factor, welcher die Veränderlichkeit der Reflexion an den Prismenflächen eliminirt (nach Formel p. 461 berechnet),

R Factor, welcher die Veränderlichkeit der Reflexion an den 2 Hohlspiegeln eliminirt (vgl. p. 462),

$J_{\lambda T}$ die auf den absoluten Nullpunkt bezogene Strahlungsintensität für λ und die Temp. $T = 710^\circ$ abs.,

$J_{\lambda T}$ die auf den absoluten Nullpunkt bezogene Strahlungsintensität für λ und die Temp. $T = 288^\circ$ abs. (vgl. p. 462 und 484),

\log bedeutet Brigg'sche Logarithmen.

Wie man sieht, würde die Form der Energiecurve nicht wesentlich anders ausfallen, wenn nur die Correction für die variable Dispersion angebracht wäre. Diese ändert aber die prismatische Curve ganz erheblich. Der Kürze halber habe ich ein Beispiel angeführt, welches nur den mittleren Theil einer Energiecurve behandelt. In genau derselben Weise sind alle anderen Curven berechnet.

Die Strahlungsempfindlichkeit des Bolometers während dieser Messungsreihe ist angenähert definirt durch $E = 462,1$ mm. Dies ist der Ausschlag, der erfolgte, wenn man den bestrahlten Widerstand um einen sehr kleinen Widerstand mittels eines Nebenschlusses veränderte. Um alle Beobachtungen für einen bestimmten Körper auf dieselbe Bolometerempfindlichkeit zu reduciren, verfuhr man folgendermassen: Durch Vergleichung der isochromatischen Curven, von denen jede einer bestimmten Empfindlichkeit entsprach, mit einer Reihe von Energiecurven setzte man zunächst die Isochromatics in die richtigen Grössenverhältnisse zu einander, indem jede isochromatische Curve mit einem constanten Factor multiplicirt ward. Durch eine Vergleichung jeder Energiecurve mit den berichtigten Isochromatics gewann man dann denjenigen Factor, welcher die Energiecurve auf die zu den Isochromatics gehörige Empfindlichkeit reducirte. Dies Verfahren war aus

mehreren Gründen genauer, als wenn man die durch den Nebenschluss gewonnenen Zahlen der Empfindlichkeit zu Grunde legte. Der Nebenschluss diente lediglich dazu, um die Constanz des Bolometers während einer Messungsreihe zu verfolgen, bei welcher man den Hauptstrom des Bolometers ungeändert liess.

Die oben behandelte Energiecurve wurde in der folgenden Weise auf die Empfindlichkeit reducirt, die den berichtigten Isochromatics für Eisenoxyd entsprach:

$\log \lambda$	0,3516	0,4941	0,6613	0,7960
$\log J$ a. d. Isochromatics	0,3683	0,647	0,596	0,380
$\log J$ a. d. Curve 437°	0,189	0,4655	0,424	0,187
Differenz	0,1793	0,1815	0,172	0,193

Differenz im Mittel 0,1815

$$\log J_{\lambda_m} (\text{Maximum der Energiecurve}) \begin{cases} 0,4922 & \text{nach d. Beob.} \\ 0,6737 & \text{reducirt a. d. Isochr.} \end{cases}$$

$$J_{\lambda_m} 4,718$$

„ $\log J$ a. d. Isochromatics“ bedeutet den Werth, den man für $T = 710^\circ$ aus diesen Curven interpolirte. „ $\log J$ a. d. Curve 437°“ bedeutet den Werth, den man für die Wellenlängen von 4 Isochromatics, die vergleichbaren Wellenlängen angehörten, aus der Curve 437° interpolirte. Dazu diente eine graphische Zeichnung dieser Curve (vgl. Fig. 1).

Ich möchte hier die Berechnungen anschliessen, welche mit der Energiecurve des Beispiels vorgenommen wurden, um sie für die weiteren Schlüsse verwerthen zu können. Die durch die Berechnung der Beobachtungen gewonnenen Punkte der Energiecurve wurden in grösserem Massstabe auf Coordinatenpapier aufgetragen und zwar entweder J als Function von λ^1 , oder besser $\log J$ als Ordinate und $\log \lambda$ als Abscisse. Die letztere Curve findet sich Fig. 1. Von $\log \lambda = 0,37$ bis $0,49$ erstreckt sich die Bande der Absorption des Wasserdampfes in der Luftschicht des Apparates. Von $\log \lambda = 0,59 - 0,66$ reicht der Absorptionsstreifen der Kohlensäure der Zimmerluft. Diese Stelle ist darum bei der Beobachtung ausgelassen. Zwischen $0,71$ und $0,796$ liegt die eine der langwelligen starken Wasserdampfabsorptionen der Zimmerluft. Von $0,796$ bis $0,9$

1) Vgl. solche Darstellungen in F. Paschen, Göttinger Nachrichten 1895, Heft 3.

reicht die zweite dieser Banden.¹⁾ Wie stark die Absorption bei dem Punkte $\log \lambda = 0,796$ ist, ist nicht bekannt. Jedenfalls aber ist sie weit geringer, als bei benachbarten Stellen des Spectrum, wie man an den Spectren des Wasserdampfes sehen kann. Die durch diese Absorptionen verursachten Lücken in dem Curvenzuge wollen wir vorläufig durch einen Curvenstrich ausfüllen, wie es in der Fig. 1 geschehen ist. Den letzten Curvenzug ziehen wir vorläufig so, als ob bei $\log \lambda = 0,796$ keine Absorption stattfinde. Aus der so erhaltenen Curve interpoliren wir für gleiche Werthe von $\log J_m - \log J$, wo J_m die Intensität des Maximum bedeutet, die beiden $\log \lambda_1$ und $\log \lambda_2$, welche dem an- und absteigenden Aste der Curve angehören.

Tabelle II.
Energiecurve 437° C.

$\log \frac{J_m}{J}$	$\log \lambda_1$	$\log \lambda_2$	$\log \lambda_1 \lambda_2$	$\log \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_m^2}$		$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1}$	
				beob.	ber.	beob.	ber.
0,005	0,5280	0,5850	1,1130			0,0283	0,0265
0,010	0,5160	0,5950	1,1110			0,0389	0,0375
0,015	0,5080	0,6030	1,1110			0,0467	0,0459
0,020	0,5020	0,6110	1,1130			0,0534	0,0530
0,025	0,4955	0,6180	1,1135			0,0604	0,0593
0,030	0,4900	0,6240	1,1140			0,0654	0,0649
0,035	0,4845	0,6295	1,1140			0,0707	0,0702
0,040	0,4802	0,6350	1,1152			0,0755	0,0750
0,050	0,4705	0,6445	1,1150			0,0843	0,0839
0,060	0,4630	0,6545	1,1175	0,0042	0,0064	0,0925	0,0919
0,080	0,4480	0,6715	1,1195	0,0062	0,0085	0,1075	0,1061
0,100	0,4365	0,6845	1,1210	0,0077	0,0107	0,1186	0,1185
0,200	0,3888	0,7420	1,1308	0,0175	0,0214	0,1659	0,1677
0,300	0,3525	0,7908	1,1433	0,0300	0,0320	0,2032	0,2053
0,400	0,3227	0,8362	1,1589	0,0456	0,0427	0,2354	0,2372
0,500	0,2968	[0,874] ²⁾	1,1728	0,0595	0,0534	0,2652	0,2652
0,600	0,2718	—	—	—	—	0,2849	0,2905

$$\left(\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} \right)^2 = 2p \log \frac{J_m}{J} \dots (A) \quad 2p = 0,1406$$

$$\log \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_m^2} = a \log \frac{J_m}{J} \dots (B) \quad a = 0,1068$$

$$\log \lambda_m = 0,5567; \log J_m = 0,4922$$

1) Vgl. hierzu F. Paschen, Wied. Ann. 52. Tafel Fig. 1; 51. Tafel Fig. 2. Curve 1.

2) Ergänzt durch Vergleich mit anderen Curven, um hier den Verlauf zu zeigen.

Die vierte Spalte führt $\log \lambda_1 + \log \lambda_2$.

Man sieht, dass die Curve in der Nähe des Maximum soweit symmetrisch ist, dass sich ein ziemlich genauer Werth für $\log \lambda_m$ ergibt, der unter der Tabelle bemerkt ist. In weiterer Entfernung vom Maximum wird die Unsymmetrie der Curve bemerkbar. Sie lässt sich angenähert darstellen durch Formel B. Spalte 5 führt die beobachteten, Spalte 6 die nach dieser Formel berechneten Werthe für $\log \lambda_1 + \log \lambda_2 - 2 \log \lambda_m$. Der ansteigende Ast der Curve lässt sich angenähert durch die Parabel Formel (A) darstellen. Spalte 7 führt die beobachteten, Spalte 8 die nach (A) berechneten Werthe von $\log \lambda_m / \lambda_1$. Die in Spalte 7 enthaltenen Werthe sind aus den beobachteten $\log \lambda_1$ und $\log \lambda_2$ berechnet durch den Ausdruck $\frac{1}{2}(\log \lambda_2 - \log \lambda_1 - 0,1068 \log J_m / J)$. $\log \lambda_2 / \lambda_m$ für den absteigenden Ast erhält man nach Formel (A) und (B) $\log \lambda_2 / \lambda_m = \sqrt{2 p \log J_m / J} + a \log J_m / J$. Die Berechnung nach den Formeln (A) und (B) hat nur den Zweck, die Beobachtungspunkte durch die Constanten dieser Formeln zu ersetzen, um den Curvenzug rechnerisch im Grossen und Ganzen zu verfolgen. Obwohl diese Formeln die Beobachtungen nicht immer innerhalb der Fehlergrenzen darzustellen scheinen, sind sie doch sehr nützlich für den Vergleich verschiedener Curven unter einander und für spätere Betrachtungen.

Resultate der Beobachtungen an Eisenoxyd.

Das Eisenoxyd (Fe_2O_3) befand sich auf der einen Seitenfläche des doppelten Platinbleches. Man bestrich das horizontal gelegte Platinblech möglichst gleichmässig mit einer mässig concentrirten Lösung von Eisenvitriol in Wasser und verdampfte langsam¹⁾ das Wasser und die Säure durch Erhitzen mittelst eines electrischen Stromes, sodass ein dünnes gleichmässiges Häutchen des Oxydes übrig blieb, welches sehr fest am Platin haftet. Dieses Verfahren wurde 4 bis 8 mal wiederholt, bis die Schicht so dick war, dass das Platin völlig verdeckt wurde. Nach längerem Glühen verwandelten sich die anfangs bräunlichen feinen Körnchen in graue Krystalle, die sich nicht

1) Es war wesentlich, das Wasser beim Verdampfen nicht zum Sieden zu bringen, da die Schicht andernfalls ungleichmässig wurde.

weiter veränderten. Ich habe nicht mit Sicherheit constatiren können, dass innerhalb 4 bis 8 Schichten die Zahl der aufgetragenen Schichten, sowie die Umlagerung des braunen Oxydes in graues für die untersuchten Strahlungserscheinungen von Einfluss war. Die zu besprechenden Messungen sind mit verschiedenen Schichten gemacht, deren Dicke sicher nicht die gleiche war. Die Resultate scheinen aber für alle die gleichen zu sein.

Trägt man, wie es in Fig. 1 für die Curven 437° C. und 1001° C. geschehen ist, $\log J$ als Ordinate und $\log \lambda$ als Abscisse auf, so werden die Energiecurven verschiedener Temperatur nahezu congruent. Legt man durch parallele Verschiebung der Coordinaten zwei Curven mit ihren Maximen aufeinander, so fallen sie nahezu auch in ihrem übrigen Verlaufe aufeinander. Dies Verhalten wird illustriert durch Fig. 2, in der eine Reihe von Energiecurven in der erörterten Weise übereinander gezeichnet sind und zwar so, dass nur diejenigen Beobachtungspunkte eingetragen wurden, welche nicht in Absorptionsbanden fielen. Nur die letzten Punkte der Curven mittlerer und niederer Temperaturen, welche zwischen $\log \lambda = 0,89$ und $0,90$ lagen, sind noch durch die Absorption des Prisma, die hier bereits fühlbar wird, herabgedrückt. Hier und in den folgenden Tabellen sind absichtlich diejenigen Curven zusammengestellt, welche die stärksten Abweichungen von einander enthielten, die für Eisenoxyd überhaupt beobachtet sind. Tabelle III enthält eine zahlenmässige Zusammenstellung des ansteigenden Astes verschiedener Energiecurven. Die für gleiche Werthe von $\log J_m / J$ aus den verschiedenen beobachteten Curvenzügen interpolirten Werthe von $\log \lambda_m / \lambda$ finden sich hier in den Horizontalreihen. Jede Verticalreihe enthält den gesammten ansteigenden Ast einer Curve wie Spalte 7 in Tabelle II für 437° , und in der Ueberschrift ist der Zahlenwerth der Constanten $2p$ der Parabel $(\log \lambda_m / \lambda)^2 = 2p \log J_m / J$ notirt. Die vorletzte Spalte enthält Beobachtungsmittelwerthe aus den Zahlen der Reihen, stellt also eine den tungspunkten entsprechende mittlere Curve dar, und die letzte Spalte enthält die entsprechenden Werthe, welche sich mit einem mittleren Werthe für $2p$ nach der Parabelgleichung für $\log \lambda_m / \lambda$ berechnen.

Tabelle III.

$$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} \text{ als Function von } \log \frac{J_m}{J}.$$

$\log \frac{J_m}{J}$	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,7508$ $2 p = 0,1306$ 194°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,6531$ $2 p = 0,1349$ 295°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,5567$ $2 p = 0,1406$ 437°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,5417$ $2 p = 0,1302$ 484°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,5035$ $2 p = 0,1443$ 528°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,4916$ $2 p = 0,1435$ 693°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,4372$ $2 p = 0,1443$ 703°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,3826$ $2 p = 0,1306$ 840,5°C.	$\log \frac{\lambda_m}{\lambda_1} = 0,3281$ $2 p = 0,1443$ 1001°C.	Mittlere Curve	Para- bel $2 p = 0,1391$
0,010	0,045	0,047	0,039	0,043*	0,041*	0,041*	0,037*	0,039	0,036	0,041	0,037
0,050	0,088	0,093	0,084*	0,089*	0,086*	0,086	0,086	0,081	0,086	0,087	0,083
0,100	0,120	0,132*	0,119*	0,121*	0,121*	0,120	0,121	0,114	0,120	0,122	0,118
0,200	0,165	0,180*	0,166*	0,167*	0,171	0,167	0,169	0,162	0,170	0,170	0,167
0,300	0,200	0,215*	0,203	0,203	0,209	0,205	0,206	0,196	0,210	0,206	0,204
0,400	0,230	0,244*	0,235	0,234	0,242	0,236	0,237	0,226	0,243	0,238	0,236
0,500	0,256	0,268*	0,265	0,259	0,268	0,265	0,263		0,271	0,264	0,264
0,600	0,278*	0,290	0,285	0,281	0,290	0,291	0,290		0,295	0,288	0,289
0,700	0,298*	0,309		0,297	0,314	0,316	0,314		0,318	0,310	0,312
0,800	0,316*	0,329		0,316	0,335	0,337	0,337		0,338	0,330	0,334
0,900	0,334*	0,347		0,334	0,356	0,360	0,358		0,358	0,349	0,354
1,000	0,351*	0,365		0,351	0,375	0,380	0,378		0,371	0,367	0,373
1,100	0,370*	0,382		0,368	0,395	0,395	0,398			0,385	0,391
1,200	0,384	0,399		0,388	0,413	0,412	0,416			0,401	0,409
1,300	0,401	0,415		0,399	0,432	0,428	0,434			0,418	0,425
1,400	0,417	0,431		0,415	0,450	0,445	0,451			0,435	0,441
1,500	0,434	0,446		0,430	0,469	0,462	0,469			0,452	0,457
1,600	0,450	0,462		0,445	0,485	0,478	0,486			0,468	0,472
1,700	0,467	0,477		0,461	0,502	0,495	0,503			0,484	0,486
1,800	0,483	0,490		0,477	0,518	0,512	0,520			0,500	0,500
1,900	0,499	0,505		0,492	0,536	0,528	0,536			0,516	0,514
2,000	0,516	0,520		0,508		0,545				0,522	0,528
2,100	0,532	0,534		0,524		0,562				0,538	0,541
2,200	0,547	0,549		0,539						0,545	0,553
2,300	0,563									0,563	0,566

Die mit Sternchen (*) versehenen Zahlen sind ergänzten Absorptionslücken entnommen.

Tabelle IV enthält eine Zusammenstellung der den absteigenden Ast charakterisirenden Zahlen für $\log \lambda_1 \lambda_2 / \lambda_m^2$ als Function von $\log J_m / J$. Dieselben sind in genau derselben Weise aus den Beobachtungen abgeleitet, wie in der fünften Spalte der Tabelle II für die Curve 437° C. gezeigt ist. Die Punkte jeder Spalte folgen angenähert der Gleichung

$$\log \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_m^2} = a \log \frac{J_m}{J}.$$

Ueber jeder Spalte findet man den Werth a , der aus den Beobachtungen abgeleitet ist, wie in Tabelle II gezeigt wurde. Die vorletzte Spalte enthält die Mittelwerthe der Zahlen der Reihen und stellt also eine mittlere, den Beobachtungspunkten folgende Curve dar. In der letzten Spalte befinden sich die entsprechenden Werthe, welche sich nach der Formel mit einem mittleren Werthe für a berechnen. Bei den Curven niederer Temperaturen der Tabelle III fielen die absteigenden Aeste in die Absorptionen.

Tabelle IV.

$\log \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_m^2}$ als Function von $\log \frac{J_m}{J}$.

$\log \frac{J_m}{J}$	$\log \lambda_m = 0,5567$ $a = 0,1068$ 437° C.	$\log \lambda_m = 0,5417$ $a = 0,1080$ 484° C.	$\log \lambda_m = 0,5085$ $a = 0,0938$ 528° C.	$\log \lambda_m = 0,4316$ $a = 0,0915$ 693° C.	$\log \lambda_m = 0,4272$ $a = 0,0954$ 703° C.	$\log \lambda_m = 0,3281$ $a = 0,1072$ 1001° C.	Mittlere Curve	$a = 0,1004$ Fl (B)
0,100	0,008	0,009	0,005	0,005	0,013	0,009	0,0081	0,0100
0,200	0,018	0,018	0,016	0,018	0,020	0,020	0,0181	0,0201
0,300	0,030	0,032	0,028	0,029	0,029	0,029	0,0293	0,0301
0,400	0,046	0,045	0,041	0,036	0,038	0,042	0,0413	0,0402
0,500	0,060	0,057	0,047	0,045	0,046	0,052	0,0513	0,0502
0,600		0,069		0,055	0,056	0,059	0,0597	0,0602
0,700				0,065	0,065	0,075	0,0686	0,0703
0,800				0,072		0,091	0,0813	0,0803
0,900				0,087		0,104	0,0951	0,0904
1,000				0,098			(0,1060)	0,1004

Inwieweit die Abweichungen, die noch unter den Curven verschiedener Temperatur vorhanden sind, Fehlerquellen zuzuschreiben sind, ist schwer zu discutiren. Es scheint, dass der ansteigende Ast der Curven niedriger Temperatur im Anfange ein wenig steiler ist, als bei den übrigen Curven. Doch muss man wohl bedenken, dass geringe Beobachtungsfehler an den Enden der Curve durch die logarithmische Darstellung stark vergrößert werden.¹⁾ Von $\log J_m / J = 0,5$ an bis zum

1) In der beobachteten prismatischen Curve ist der ansteigende Ast bei höheren Temperaturen ausserordentlich steil, bei niederen Temperaturen aber viel flacher. Infolgedessen fällt bei den Curven höherer Temperatur wegen des nahen Maximum viel mehr Licht benachbarter Wellenlängen

Maximum und im absteigenden Aste kann man dagegen systematische Abweichungen kaum mehr finden. Allerdings werden die Beobachtungsfehler nahe dem Maximum durch die logarithmische Darstellung verkleinert. Im Grossen und Ganzen zeigt sich jedenfalls die Congruenz erfüllt.

Diese Eigenschaft der Curven besagt, dass J/J_m für alle Temperaturen die gleiche Function von λ/λ_m ist, eine Gesetzmässigkeit, welche Wien theoretisch begründet hat (vgl. p. 457). Ausser der ersichtlichen ausserordentlichen Vereinfachung in der Darstellung und Betrachtung ergeben sich hieraus noch die folgenden Vortheile:

Die im Beispiele durch Zeichnung ausgefüllten Absorptionslücken werden durch beobachtete Punkte überbrückt, wenn man auf die betreffende Curve eine Curve anderer Temperatur legt, welche in dem nämlichen Abstand von $\log J_m$ keine Absorption hat. Z. B. wird die Absorptionslücke zwischen $\log \lambda = 0,37$ und $0,48$ in der Curve 437° , Fig. 1, durch Beobachtungspunkte ausgefüllt, wenn man die nebengezeichnete Curve 1001° in gesagter Weise mit ihr zur Deckung bringt. So lassen sich für jede Absorptionslücke jeder Curve leicht ausfüllende Curvenzüge aus Curven anderer Temperaturen finden. In Fig. 2 sind die Beobachtungspunkte aller Absorptionsstellen fortgelassen, trotzdem ist dort keine einzige Stelle ohne Beobachtungspunkte. Sogar die breiten Absorptionen des Wasserdampfes bei längeren Wellen, welche die absteigenden Aeste der Curven niederer Temperaturen stören, und die Maxima der Curven niederster Temperaturen vernichten, werden noch mit ziemlicher Sicherheit ausgefüllt; es gelingt leicht, mittlere Beträge der Absorptionen an den Absorptionsstellen zu ermitteln, um sie, wo es erwünscht scheint, zur Correction von Beobachtungen heranzuziehen. Zum Beispiel zeigt sich, dass der Punkt bei $\log \lambda = 0,796$ zwischen den zwei starken Wasserabsorptionen im Mittel etwa um $0,0306$ zu niedrig liegt, also nur einer Absorption von ca. 7 Proc. unterliegt, sodass wir in unserem Beispiel 437° den letzten Curvenzug nicht erheblich

auf den Bolometerstreif, als bei den Curven niederer Temperatur. Es scheinen daher die ansteigenden Aeste der Curven niederer Temperatur zuverlässiger.

fehlerhaft gezogen hatten. — Das Gebiet jenseits $\log \lambda = 0,86$, wo bereits die Absorption des Prisma beginnt, kann für die Curven der niedersten Temperatur noch einigermaßen hergestellt werden. Wenn nur ein kleines Stück einer Curve sicher beobachtet ist, lässt sich die ganze Curve leicht mit ziemlicher Genauigkeit angeben. Es ist z. B. die Curve 117°C . der Fig. 2, deren Maximum bereits weit in die starken Wasserdampfabsorptionen hineinfällt, so durch die Punkte der anderen Curven ergänzt, dass ihr Maximum, und alles, was von ihr interessirt, mit ziemlicher Sicherheit erhalten wird. Für die Maximumbestimmung kommt in solchem Fall noch die angenäherte Gültigkeit des Parabelgesetzes als ergänzendes Hilfsmittel dazu.

In den Tabellen III und IV ist für den an- und absteigenden Ast eine mittlere Curve gebildet, die nahezu durch die angegebenen Formeln dargestellt wird. Diese mittlere Curve findet sich auf Fig. 3 durch die Punkte $\odot \odot \odot$ eingezeichnet. Die anderen Curven dieser Zeichnung geben an 1. den Verlauf von Webers entsprechender Curve ——— (nach Formel 1a), 2. von Michelsons Curve (nach Formel 2a), 3. von Köveslighetys Curve (nach Formel 3a).

Den Beobachtungen kommt Webers Gesetz am nächsten. Die Weber'sche Curve zeigt insbesondere eine Unsymmetrie in demselben Sinne, wie sie beobachtet ist. Trotzdem ist es unmöglich, diese Curve als identisch mit der für Eisenoxyd beobachteten Curve anzusehen. Der ansteigende Ast der Weber'schen Curve fällt nur in dem Gebiete von $\log \lambda_m / \lambda_1 = 0,2-0,3$ nahe mit den Beobachtungspunkten zusammen. In grösserer Nähe vom Maximum liegt Weber's Curve höher, und für grössere Werthe von $\log \lambda_m / \lambda_1$ liegt Weber's Curve tiefer. Weit grösser aber, als beim ansteigenden Aste sind die Differenzen beim absteigenden Aste der Curven, wo Weber's Curve weit höher liegt. Die Differenz zwischen Weber's Curve und der mittleren Beobachtungcurve ist hier etwa zehnmal grösser, als die äusserste Differenz zwischen der mittleren und den einzelnen beobachteten Curven. Die Unsymmetrie ist also in Weber's Curve eine erheblich grössere, als bei den für Eisenoxyd beobachteten Curven. Die

Curven von Michelson und Köveslighety finden durch die Beobachtungen an Eisenoxyd keine Bestätigung.

Die Bestimmungen der Wellenlängen der Maxima aller für Eisenoxyd beobachteten Curven, welche meistens in derselben Weise ausgeführt sind, wie für die Curve 437° gezeigt ist, liefern Werthe von λ_m , welche in Tabelle V zusammengestellt sind. Es zeigte sich, dass $\lambda_m \times \text{absol. Temp.}$ nahezu constant war.¹⁾ Da die Constanz aber nicht streng erfüllt war, habe ich zwecks besserer Formulirung der Beobachtungen die Constanten c und β der Formel

$$(5) \quad \lambda_m \times T^\beta = c$$

berechnet, welche diese Formel zu einem möglichst guten Anschluss an die Beobachtungen bringen. Das leisten die Constanten $c = 1866,5$ $\beta = 0,9500$. Die so berechneten Werthe für λ_m finden sich unter λ_m ber. der Tabelle. Einen besseren Anschluss an die Beobachtungen über Eisenoxyd ergiebt die Formel

$$(6) \quad \lambda_m T = 2506 + \frac{928}{\lambda_m^2}.$$

Obwohl diese Formel bei der Interpolation innerhalb der beobachteten Temperaturen mehr leistet, als Formel 5, sprechen doch mehrere Gründe dafür, dass Formel 5 dem wahren Gesetz näher kommt, als Formel 6.

An beiden Formeln sieht man, wie wenig an der Constanz von $\lambda_m \times T$ fehlt. β ist um 5 Proc. von Eins verschieden, und $928/\lambda_m^2$ kommt in dem beobachteten Gebiete nur für kleinere λ_m in Betracht.

In derselben Weise, wie für das Beispiel 437° gezeigt ist, wurden durch abwechselnde Vergleichung correspondirender Intensitäten in den Energiecurven und in den isochromatischen Curven die Werthe von $\log J_m$ als Function von $\log T$ abgeleitet. Es zeigte sich, dass $\log J_m$ eine lineare Function von $\log T$ ist. Das heisst, dass

$$(7) \quad J_m = c' T^\alpha$$

erfüllt ist. Nach den Beobachtungen sind die Werthe der Constanten:

$$c' = 3,519 \times 10^{-16} \alpha = 5,6577.$$

¹⁾ Eine vorläufige Mittheilung über diese Thatsache findet sich Gött. Ber. Heft 3. 1895, Astrophysical. Journ. 2. p. 202. 1895.

Tabelle V.
 λ_m als Function der Temperatur.

Temp. ° C.	absolute Temp.	λ_m beob.	λ_m ber. Fl. (5)	$\lambda_m \times T$ abs. beob.	Bemerkungen
117	390	6,501	6,449	2536	{ Durch Vergleich mit den anderen Curven, sowie durch Berechnung der Parabel des ansteigenden Astes bestimmt. $2p=0,130$
144,5	417,5	6,077	6,038	2537	{ Durch Vergleich mit den anderen Curven und durch Berechnung der Parabel des ansteigenden Astes bestimmt. $2p=0,1327$
165	438	5,784	5,776	2534	Bestimmt wie 117° $2p=0,1396$.
194	467	5,380	5,435	2513	" 117° $2p=0,1306$.
195	468	5,443	5,425	2547	" 117° $2p=0,127$.
225	498	5,147	5,113	2564	{ Durch Vergleich mit anderen Curven bestimmt.
227	500	5,097	5,093	2549	Bestimmt wie 117° $2p=0,1447$.
228	501	5,106	5,085	2558	{ Maximumbestimmung, wie bei 437° und Parabelbestimmung $2p=0,1448$.
262	535	4,771	4,775	2553	{ Maximumbestimmung, wie 437° und Vergleich mit and. Curven.
295	568	4,499	4,513	2555	" 437°.
299	572	4,439	4,482	2540	" 437°.
301	574	4,405	4,468	2529	" 437° und Vergleich mit and. Curven.
310	583	4,344	4,402	2533	" 437°.
329	602	4,198	4,271	2527	" 437°.
381	654	3,916	3,946	2561	" 437°.
388	661	3,856	3,907	2550	" 437°.
390	663	3,910	3,896	2593	" 437°.
393	666	3,945	3,880	2627	" 437°.
401	674	3,802	3,835	2563	{ Absteigender Ast nicht beobachtet, daher nur durch Vergleichung mit den anderen Curven bestimmt.
415	688	3,751	3,761	2582	{ Maximumbestimmung, wie 437°.

Temp. ° C.	absolute Temp.	λ_m beob.	λ_m ber. Pl. (5)	$\lambda_m \times T$ abs. beob.	Bemerkungen
416	689	3,715	3,757	2560	Maximumbestimmung, wie 437° u. Vergleichung m. and. Curven.
437	710	3,604	3,649	2560	Vgl. p. 467.
441	714	3,631	3,631	2583	Maximumbestimmung, wie 437°.
481	754	3,463	3,448	2612	Allein aus dem anstehenden Ast durch Vergl. mit and. Curven
484	757	3,481	3,486	2635	und Parabelberechnung $2p=0,1396$.
528	801	3,188	3,285	2554	Maximumbestimmung, wie 437°.
528	801	3,223	3,235	2582	„ „ „ 437°.
602	875	2,967	2,993	2596	„ „ „ 437°.
629	902	2,887	2,908	2604	„ „ „ 437°.
693	966	2,701	2,724	2610	„ „ „ 437°.
698	971	2,683	2,711	2604	„ „ „ 437°.
703	976	2,674	2,698	2610	„ „ „ 437°.
715	988	2,652	2,666	2620	„ „ „ 437°.
743	1016	2,605	2,597	2648	„ „ „ 437°.
824	1097	2,413	2,415	2647	„ „ „ 437°.
840,5	1114	2,413	2,380	2688	„ „ „ 437°.
878	1151	2,302	2,306	2650	„ „ „ 437°.
888	1161	2,299	2,283	2670	„ „ „ 437°.
937	1210	2,200	2,200	2661	„ „ „ 437°.
938	1246	2,154	2,140	2684	„ „ „ 437°.
974,5	1248	2,173	2,139	2710	„ „ „ 437°.
982	1255	2,180	2,135	2735	„ „ „ 437°.
1001	1274	2,129	2,095	2711	„ „ „ 437°.
1009	1292	2,110	2,082	2705	„ „ „ 437°.
1053	1326	2,103	2,015	2789	„ „ „ 437°.
1084	1357	2,089	2,002	2723	„ „ „ 437°.
1124	1397	2,005	1,919	2800	„ „ „ 437°.

Die nach dieser Formel berechneten Werthe von J_m sind in Tabelle VI neben die beobachteten gesetzt. Dies Gesetz ist als innerhalb der Fehlergrenzen für Eisenoxyd erfüllt anzusehen.

Tabelle VI.

J_m als Function von der Temperatur.

Temperatur		J_m	J_m	Temp. T'	Anzahl
° C.	absolut	beob.	ber. Fl. (7)	des Schiebers ° C.	verwertheter Isochromatics.
117	390	0,167	0,161	14,2	3
144,5	417,5	0,247	0,238	13,7	3
165	438	0,313	0,310	14,0	3
194	467	0,446	0,445	15,6	4
195	468	0,460	0,450	15,5	2
225	498	0,624	0,640	12,9	4
227	500	0,658	0,656	13,1	1
228	501	0,665	0,663	15,4	3
262	535	0,957	0,962	15,2	2
295	568	1,355	1,347	16,2	5
299	572	1,370	1,404	15,0	2
301	574	1,378	1,430	13,6	2
310	583	1,513	1,561	12,9	2
329	602	1,793	1,872	14,7	2
381	654	2,889	2,988	12,5	2
388	661	3,058	3,180	15,1	2
390	663	3,196	3,231	11,0	4
393	666	3,280	3,322	10,8	4
401	674	3,663	3,552	13,5	1
415	688	3,889	3,985	15,3	1
416	689	3,909	4,013	12,7	3
437	710	4,718	4,769	15,2	4
441	714	4,730	4,913	15,2	2
481	754	6,840	6,705	12,2	1
484	757	6,888	6,845	10,5	4
528	801	9,352	9,428	15,5	6
528	801	9,775	9,428	11,3	1
602	875	16,02	15,54	11,8	1
629	902	18,97	18,47	10,4	2
693	966	27,59	27,19	13,2	5
698	971	28,20	28,01	16,2	2
703	976	29,18	28,87	15,2	5
715	988	31,62	30,93	10,6	2
743	1016	37,67	36,18	12,3	2
824	1097	56,56	55,90	16,1	2
840,5	1114	61,30	60,87	11,2	2
878	1151	74,10	73,35	15,8	2
888	1161	78,40	76,99	15,6	2
937	1210	99,04	97,36	15,2	2
973	1246	114,8	114,9	15,6	1
974,5	1248	115,2	115,2	15,4	1
982	1255	119,6	119,6	15,1	2

Temperatur T'		J_m	J_m	Temp. T'	Anzahl
° C.	absolut	beob.	ber. Fl. (7)	des Schiebers ° C.	verworfener Isochromatics
1001	1274	128,5	130,2	15	5
1009	1282	134,6	135,0	15,6	1
1053	1326	164,5	163,5	15,4	1
1084	1357	168,7	170,4	11,6	1
1124	1397	214,1	219,0	15,7	1

Die mittlere Energiecurve und Formel 5 und 7 stellen die gesamten Strahlungserscheinungen für Eisenoxyd dar. Für die Gesamtstrahlung folgt:

$$\int J_{\lambda, T} d\lambda = J_{\lambda_m T} \cdot \lambda_m \int f\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right) d\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right),$$

da

$$\int f\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right) d\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right)$$

unabhängig von der Temperatur ist, ergibt sich aus (5) und (7)

$$\int J_{\lambda T} d\lambda = c'' T^{\alpha-\beta} = c'' T^{4.708}.$$

Die isochromatischen Curven befolgen das Gesetz (7) nicht. Sie sind, $\log J_{\lambda T}$ als Function von $\log T$ betrachtet, keine geraden, sondern gekrümmte Linien und zwar für verschiedene λ erheblich verschieden gekrümmt. Sie lassen sich nun auf Grund der gewonnenen Gesetze auf schon bekannte Curven zurückführen. Nehmen wir die aus den Beobachtungen abgeleiteten Gesetze als strenge erfüllt an, so haben wir:

$$(8) \quad \frac{J_{\lambda T}}{J_{\lambda_m T}} = f\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right)$$

$$f\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right) \text{ ist Eins für } \frac{\lambda}{\lambda_m} = 1,$$

$$(5a) \quad \lambda_{1,m} = c' T_1^{-\beta},$$

$$(7a) \quad J_{\lambda_{1,m} T_1} = c' T_1^{\alpha},$$

wenn $\lambda_{1,m}$ die Wellenlänge des Maximum der Energiecurve T_1 bedeutet. Formel (8) nimmt unter Berücksichtigung von (7) für $T = T_2$ und $\lambda = \lambda_{1,m}$ die Form an:

$$(8a) \quad J_{\lambda_{1,m} T_2} = c' T_2^{\alpha} f\left(\frac{\lambda_{1,m}}{\lambda_{2,m}}\right),$$

wenn $\lambda_{2,m}$ die Wellenlänge des Maximum der zu T_2 gehörigen Energiecurve bedeutet.

Aus (7a) und (8a) folgt:

$$(9) \quad \frac{J_{\lambda_{1,m} T_2}}{J_{\lambda_{1,m} T_1}} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^\alpha f\left(\frac{\lambda_{1,m}}{\lambda_{2,m}} \right).$$

Nach (5) und (5a) ist:

$$(10) \quad \frac{\lambda_{1,m}}{\lambda_{2,m}} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^\beta.$$

Aus (9) und (10) ergibt sich:

$$(11) \quad \frac{J_{\lambda_{1,m} T_2}}{J_{\lambda_{1,m} T_1}} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^\alpha f\left(\frac{T_2}{T_1} \right)^\beta.$$

In der zur Wellenlänge $\lambda_{1,m}$ gehörigen isochromatischen Curve ist $J_{\lambda_{1,m} T_2}$ die zu einer beliebigen Temperatur T_2 gehörige Intensität, $J_{\lambda_{1,m} T_1}$ aber die Intensität, welche zu derjenigen Temperatur T_1 gehört, welche mit $\lambda_{1,m}$ durch die Gleichung (5a) verbunden ist, oder, deren Energiespectrum bei $\lambda_{1,m}$ seinen Maximalwerth erreicht. Es ist mithin das Verhältniss der ersteren, variablen Intensität der isochromatischen Curve zu der zweiten festgelegten Intensität eines bestimmten Punktes der isochromatischen Curve für alle λ die gleiche Function des Verhältnisses der zu den zwei Intensitäten gehörigen Temperaturen: Ein Gesetz, welches ganz analog dem Grundgesetz für die Energiecurven erscheint, und welches ebenfalls aus Wien's Erörterungen abgeleitet werden kann.

Ferner ersieht man, dass:

$$\frac{J_{\lambda T}}{T^\alpha} : \frac{J_{\lambda T_1}}{T_1^\alpha},$$

wo T die beliebige, T_1 die bezeichnete Temperatur sein sollen, die gleiche Function von $(T/T_1)^\beta$ ist, wie die Function $f(\lambda/\lambda_m)$ von λ/λ_m ist, welche das Verhältniss $J_{\lambda T}/J_{\lambda_m T}$ vorstellt. Durch analoge Schlüsse folgt, dass

$$J_{\lambda T} \cdot \lambda^{\frac{\alpha}{\beta}} : J_{\lambda_m T} \cdot \lambda_m^{\frac{\alpha}{\beta}}$$

die gleiche Function von λ/λ_m ist, wie die Function $J_{\lambda T}/J_{\lambda T_1}$ von $(T/T_1)^\beta$.

Es waren isochromatische Curven beobachtet für sechs Wellenlängen. Man trug diese Curven wie die Energiecurven, $\log J$ als Function von $\log T_{\text{abs.}}$ auf Coordinatenpapier auf und bezeichnete in jeder Curve den der Temperatur T_1 entsprechenden Punkt, nämlich

λ	1,110	2,249	3,119	4,584	6,257	7,769
$\log \lambda$	0,0453	0,3520	0,4941	0,6613	0,7964	0,8903
$\log T_1$	—	3,073	2,923	2,747	2,605	2,508

Alsdann legte man durch parallele Verschiebung der Coordinaten die so bezeichneten Punkte aufeinander. Dann zeigte sich, dass alle diese Curven sich gegenseitig nahezu bedecken. Daraus folgt, dass $J_{\lambda T} : J_{\lambda T_1}$ für alle Isochromatics die gleiche Function von T/T_1 ist. Diese so übereinander gedeckten Curven finden sich in Fig. 4 mit den Beobachtungspunkten eingezeichnet. Die Bemerkung giebt unter $\Delta \log T$ und $\Delta \log J$ die Strecken an, um welche die Coordinaten vermehrt werden müssen, um die einzelnen Curven wieder in die nach der Beobachtung richtige Lage zu einander zu bringen. Alle Curven sind zwischen denselben Temperaturgrenzen beobachtet. Da diese Temperaturen aber in sehr verschiedener Entfernung von der Temperatur des Pfeils $\log T_1$ lagen, so fallen die Curven nur stückweise übereinander.

$\log J_{\lambda 1, m T_1}$ für die Curve 1,110 μ liegt weit ausserhalb des beobachteten Temperaturbereichs. Legte man diese Curve so, dass sie sich möglichst in den Curvenzug der andern fügte, wie es in der Figur geschehen ist, und betrachtete den aus den anderen Curven ergänzten Curvenzug als ihre Fortsetzung, so gewann man für sie:

$$\log J_{\lambda 1, m T_1} = 3,801 \quad \log T_1 = 3,386 \quad (T_1 = 2432^\circ \text{abs.}).$$

Man konnte so die Temperatur bestimmen, deren Energiecurve bei $\lambda = 1,110 \mu$ ihr Maximum besitzt, ohne diese Temperatur selber erzeugt zu haben, deren Messung heute keiner anderen Methode zugänglich ist. Es berechnet sich nun nach Formel (6) für $\lambda_{1, m} = 1,110$ als zugehörige Temperatur $\log T_1 = 3,468$ und daraus nach Formel (7) $\log J_{\lambda 1, m T_1} = 4,166$. Legte man aber die isochromatische Curve so, dass sich für $\log J_1$ statt 3,801 4,166 ergibt, so fügt sie sich schlechter in den Curvenzug der anderen Curven, und es muss dann ihre $\log J$ -Axe

parallel der $\log T$ -Axe um einen Betrag verschoben werden, der nicht zu $\log T_1 = 3,468$ führt, sondern zu demjenigen $\log T_1 = 3,417$. Die Curve würde also nicht zugleich mit dem Curvenzuge der anderen und mit den Formeln (6) und (7) in Uebereinstimmung sein. Dagegen berechnet sich nach den Formeln (5) und (7) für $\lambda_1 = 1,110$

	$\log T_1$	$\log J_1$
ber. Fl. (5) bez. (7)	3,396	3,756
beob.	3,386	3,801

Die isochromatische Curve $\lambda = 1,110$ fügt sich demnach den Formeln (5) und (7) und zugleich dem Curvenzuge der übrigen Isochromatics erheblich besser, als den Formeln (6) und (7) und den übrigen Curven. Dies ist einer der Gründe, welcher mehr für Formel (5) als für Formel (6) spricht.

Die Vortheile dieser zunächst unabhängig von den schon bekannten Gesetzmässigkeiten der Energiespectren constatirten Gesetzmässigkeiten der Isochromatics sind wiederum ausserordentliche. Kennt man die eine Function, deren Curvenzug durch die Beobachtungspunkte der Figur festgelegt ist, so genügt für irgend eine isochromatische Curve die genaue Festlegung weniger Punkte innerhalb eines eng begrenzten Temperaturbereiches, um sie in den bekannten Curvenzug einzufügen. Man hat dann sofort die Temperatur, deren Energiecurve bei dieser Wellenlänge ihr Maximum hat, und die Intensität, welche zu dieser Temperatur gehört, wie es für die Curve $1,110 \mu$ gezeigt ist. Es erscheint möglich, so Temperaturen zu bestimmen, deren Energiecurven für sichtbare Wellenlängen ihr Maximum der Energie besitzen, also ohne eine weitere Extrapolation als die Extrapolation der Congruenz der Isochromatics, Temperaturen zu erreichen, welche die Grössenordnung der Sonnentemperatur besitzen, wobei bemerkenswerth ist, dass man diese Temperaturen gar nicht herzustellen braucht.

In Fig. 4 befindet sich als Tangente an dem Curvenzuge der Isochromatics und in Berührung mit dem Punkte J_1 , wo die Punkte $J_{\lambda_1, m T_1}$ der verschiedenen Isochromatics aufeinander gelegt sind, eine gerade Linie, welche der Formel (7)

$$J_{\lambda_1} T = c' T^a$$

entspricht. Zugleich sind die beobachteten $J_{\lambda,T}$ der Tab. VI eingetragen, welche die gerade Linie bestimmt haben. Wir sehen daraus, dass die Intensität der isochromatischen Curve irgend einer Wellenlänge bei niederen Temperaturen schneller wächst, als der Proportionalität mit T^a gemäss. Bei der Temperatur T_1 , welche $\lambda_{1,m}$ entspricht, wird die Zunahme proportional mit T^a . Für noch höhere Temperaturen wird sie immer langsamer.

Nach den Erörterungen auf p. 479 und nach Formel (11) lässt sich der Curvenzug der isochromatischen Curve so umrechnen, dass er congruent dem Curvenzuge des Energiespectrums wird. Es muss nämlich zu dem Zwecke

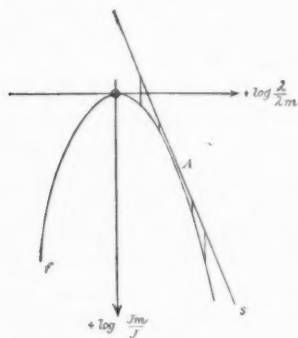


Fig. 5.

$$\log \frac{J_{\lambda,T}}{T^a} - \log \frac{J_{\lambda,T_1}}{T_1^a}$$

als Function von $\beta \log T/T_1$ dargestellt werden. Diese Darstellung findet sich mit den $\times \times \times$ Punkten auf Fig. 3. Man sieht, dass diese Punkte in den Curvenzug $\odot \odot$ der Energiecurven hineinfallen. Würde man statt $\beta \log T/T_1$ $\log T/T_1$ als Ab-

scissen wählen, so würden die Punkte $\times \times$ zu beiden Seiten des Maximums ein wenig höher liegen, als die Punkte der Energiecurve; aber Weber's Curve würde trotzdem nicht annähernd erreicht. Die Punkte $\times \times$ sind graphisch in folgender Weise ermittelt. Aus Fig. 4 griff man mittels eines Zirkels längs den $\log J$ -Coordinten die Stücke zwischen der geraden Linie und dem Curvenzuge der Isochromatics ab. Diese Stücke sind gleich

$$\log \frac{J_{\lambda_{1,m}T}}{T^a} - \log \frac{J_{\lambda_{1,m}T_1}}{T_1^a}.$$

Aus den zugehörigen $\log T$ -Werthen berechnete man $\beta \log T/T_1$. Die in ähnlicher Weise wie für die Energiecurven vorgenommene

Berechnung der Constanten $2p$ und a der Formeln (A) und (B) (p. 467) ergab für die $\times \times$ Curve:

$$2p = 0,1372, \quad a = 0,1168.$$

Wäre die Energiecurve $\log J_{\lambda_m T} / J_{\lambda T}$ ganz oder theilweise eine Parabel, so müsste auch der Curvenzug der isochromatischen Curve ganz oder theilweise eine Parabel sein. Denn stellte f (Fig. 5) die Parabel $\log J_{\lambda_m T} / J_{\lambda T}$ dar, und ist s die gerade, diese Parabel in A tangirende Linie von der Form

$$s = \text{const.} + \frac{\alpha}{\beta} \log \frac{\lambda}{\lambda_m},$$

so wird A das Maximum der Curve, welche

$$\log \left\{ \left(\frac{\lambda_m}{\lambda} \right)^{\frac{\alpha}{\beta}} \frac{J_{\lambda_m T}}{J_{\lambda T}} \right\}$$

als Function von $\log \lambda / \lambda_m$ entspricht. Die parallel der $\log J_m / J$ -Richtung genommenen geraden Strecken zwischen s und f stellen die Ordinaten dieser neuen Curve dar. Diese ist also nach bekanntem geometrischen Satze ebenfalls eine Parabel. Sie ist ferner nach den Erörterungen auf p. 479 identisch mit der isochromatischen Curve, wenn deren Abscissen nach $\beta \log T / T_1$ gezählt werden. Es würde folgen, dass die isochromatische Curve für grössere Werthe von $\log (T / T_1)^\beta$ ein Maximum und eine Wiederabnahme der Intensität erfährt. Die Intensität der Strahlung einer Wellenlänge kann aber mit steigender Temperatur nur wachsen und sich höchstens asymptotisch einem Grenzwert nähern. Man darf nicht annehmen, dass die Intensität einer Wellenlänge mit steigender Temperatur in irgend einem Temperaturbereich wieder abnimmt. Man würde nämlich sonst eine Vorrichtung angeben können, mittels welcher Wärme von einem kühleren Körper zu einem heisseren übergeht, sodass keine Arbeit dazu aufgewendet, sondern noch Energie dabei gewonnen würde. Es kann daher die Energiecurve wie die isochromatische Curve, erstere wenigstens in ihrem absteigenden Aste, keine Parabel sein. Wir haben oben gesehen, dass der absteigende Ast sich überhaupt nicht durch eine Parabel wiedergeben lässt. Aus den letzten Erörterungen schliessen wir, dass der absteigende

Ast der Energiecurve eine Asymptote haben muss, welche höchstens die durch die gerade Linie

$$s = c + \frac{\alpha}{\beta} \log \frac{\lambda}{\lambda_m}$$

angegebene Richtung abwärts besitzen kann. Die absteigenden Aeste der beobachteten Energiecurven sind von dieser Richtung noch weit entfernt, α/β hat den Werth 5,96, der entsprechende Werth für das äusserste Ende des beobachteten absteigenden Astes beträgt etwa 3. Die Asymptote der Weber'schen Curve hat die durch den analog definirten Werth 2 gekennzeichnete Richtung.

Aus den besprochenen Gesetzmässigkeiten ergibt sich mit genügender Genauigkeit das Spectrum des metallenen Fallbrettes vor dem Spalt des Spectralapparates, welches im Mittel eine Temperatur von 15° C. oder 288° abs. hatte. Wir können¹⁾ dazu annehmen, das Spectrum des Schiebers sei ein Eisenoxyspectrum. Wir berechnen nach Formel (5)

$$\log \lambda_m = 0,9345, \quad \lambda_m = 8,60,$$

und nach Formel (7)

$$\log J_{\lambda_m} = 0,461 - 2.$$

Aus dem Curvenzuge der Energiecurven ergibt sich dann die Intensität für alle in Betracht kommenden Wellenlängen. Die so berechneten Intensitäten des Spectrums des Schiebers sind zu den entsprechenden Intensitäten gleicher Wellenlänge und höherer Temperatur hinzuaddirt (vgl. p. 462—464). Entsprechend der Curve einer anderen Empfindlichkeit, so war die Intensität des Spectrums des Schiebers mit einem geeigneten Factor zu multipliciren. Im Beispiele der Curve für 437° C. ist die Correction auf den absoluten Nullpunkt gezeigt.

Die vorstehenden Betrachtungen beziehen sich auf das „normale Spectrum“, d. h. dasjenige, in welchem die innerhalb eines constant bleibenden Intervalles der Wellenlängen befindliche Energie als Function der Wellenlänge dargestellt wird. Wollte man statt dessen die Energie innerhalb eines constant gehaltenen Intervalles von Schwingungszahlen abhängig von den Schwingungszahlen betrachten, so erfahren die Gesetz-

1) Dass dies berechtigt ist, wird aus der Uebersicht über die Beobachtungen an den verschiedenen Körpern hervorgehen.

mässigkeiten folgende Aenderungen. Die im Obigen berechnete Intensität $J_{\lambda T}$ ist zu multipliciren mit

$$\frac{d\lambda}{d\frac{1}{\lambda}} = -\lambda^2$$

(wenn wir von dem constanten Factor absehen, um den sich $1/\lambda$ von der Schwingungszahl unterscheidet). Zu $\log J_{\lambda T}$ ist zu addiren $2 \log \lambda$. Dabei ändert sich die Form der Energiecurve, und die Aenderung ist sofort zu übersehen, wenn in der logarithmischen Zeichnung, z. B. in der Fig. 3, schiefwinklige Coordinaten eingeführt würden. Ziehen wir durch den in die linke untere Ecke der Zeichnung verlegt gedachten Coordinatenanfangspunkt eine gerade Linie nach unten, sodass alle $\log J$ um $\text{const.} + 2 \log \lambda$ vermehrt werden, wenn wir die Ordinaten von dieser schrägen Linie an zählen, und rechnen wir die Abscissen nach den von den Ordinaten auf dieser schiefen Linie abgeschnittenen Strecken, so haben wir die entsprechende Curve, welche den Schwingungszahlen als Variablen entspricht. Zur Raumersparniss ist diese schräge Gerade von der linken oberen Ecke aus gezogen: Linie *A*. Denkt man sich parallel zu dieser Linie eine Tangente an die Energiecurve gelegt, so berührt dieselbe die Energiecurve in dem Maximum der neuen Curve, und die längs den Ordinaten gerechneten Abschnitte zwischen der Tangente und der alten Curve stellen $\log J'_m/J'$ für die neue Curve dar. Sind die Energiecurven verschiedener Temperatur congruent, so bleiben sie es auch nachher, und die Wellenlängen der Maxima aller Curven würden um einen constanten Factor geändert. Das Gesetz (5) zwischen λ_m und T bleibt also bis auf die Zahlenconstante ungeändert. Wäre die Energiecurve eine Parabel von der Form

$$\left(\log \frac{\lambda}{\lambda_m}\right)^2 = 2p \log \frac{J}{J'},$$

so würde die neue Curve ebenfalls eine Parabel, und $\log \lambda_m$, das Maximum der normalen Curve, würde, um $2p$ vergrößert, gleich $\log \lambda'_m$, dem Maximum der neuen Curve sein. Vorhandene Abweichungen von dem Parabelgesetze bleiben beim

Uebergänge zur $1/\lambda$ -Scala in ungefähr dem gleichen Maasse bestehen. Nach den Formeln (A) und (B) p. 467 ist

$$\log \lambda'_m = \log \lambda_m + \frac{2p(1-a)}{(1-2a)^2}.$$

Man kann also die Vergrößerung von λ_m aus den angeführten Zahlenwerthen von $2p$ und a überschlagen. Weiter befolgt das zum neuen λ'_m gehörige neue $J'_{\lambda'_m}$ das der Formel (7) ähnliche Gesetz: $J'_{\lambda'_m} = \text{const. } T^{\alpha-2\beta}$; denn es gelten die Relationen:

$$J'_{\lambda'_m} = J_{\lambda'} \cdot \lambda'^2, \quad \text{wenn } \lambda' \text{ die Wellenlänge der alten Curve ist, bei welcher das Maximum der Energie der neuen Curve liegt.}$$

$$J_{\lambda'} = \text{const. } J_{\lambda_m}$$

$$\lambda' = \text{const. } \lambda_m$$

Rechnet man ähnlich, wie ausgeführt, statt von A , von der Linie B an den Logarithmus der Intensität, so erhält man in logarithmischer Zeichnung die Curven, welche die Energie darstellen, die in einem constanten Intervall von $\log \lambda$ enthalten ist. Diese Energie entsteht aus der Energie der normalen Curve durch Multiplication mit $d\lambda/d\log \lambda = \lambda$; und die Linie B ist so gezogen, dass jedes $\log J$ um $\log \lambda + \text{const.}$ vermehrt wird, wenn man sie, oder eine Parallele zu ihr als neue Abscissenaxe betrachtet. Diese Curven bleiben ungeändert, wenn man λ mit $1/\lambda$ vertauscht. Sie stellen also auch die Energie dar, welche in einem constanten Intervall der Logarithmen der Schwingungszahlen enthalten ist. Der Logarithmus der Wellenlänge des Maximums der normalen Energiecurve vermehrt um p würde zum Maximum der neuen Curve gehören, wenn das Parabelgesetz gültig wäre. Nach den Formeln (A) und (B) beträgt die entsprechende Vermehrung von $\log \lambda_m$

$$\frac{p}{(1-a)^2} \left(1 - \frac{a}{2}\right).$$

Statt des Gesetzes (7) erscheint das neue $J'_{\lambda'_m}$ proportional mit $T^{\alpha-\beta}$, also¹⁾ proportional mit der Gesamtstrahlung. Diese Darstellung würde daher manche Vortheile bieten. Die übrigen Aenderungen sind ähnlich wie beim Uebergange zur Scala der Schwingungszahlen.

1) Vgl. p. 478.

Nachtrag im Juni 1896.

Eine bessere Darstellung, als durch die Formeln (A) und (B) p. 467 findet die Form der Energiecurve durch das folgende Gesetz:

$$(C) \quad \log \frac{J}{J_m} = \alpha \left\{ \log e - \frac{\lambda_m}{\lambda} \log e - \log \frac{\lambda}{\lambda_m} \right\},$$

oder

$$(D) \quad \frac{J}{J_m} = \left\{ \frac{\lambda_m}{\lambda} e^{\frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda}} \right\}^{\alpha}.$$

In folgender Tabelle finden sich für die ausführlich besprochene Curve für Eisenoxyd von 437° C. die beobachteten und nach dieser Formel mit dem Werthe der Constanten $\alpha = 5,510$ berechneten J_m/J nebeneinander gesetzt:

Energiecurve 437° C. $\alpha = 5,510$.

λ/λ_m	1,122	1,259	1,413	1,585	1,778	} absteigen- der Ast.	
J_m/J { beob.	1,038	1,147	1,358	1,683	2,153		
ber.	1,035	1,145	1,343	1,656	2,138		
λ/λ_m	0,978	0,794	0,708	0,631	0,562	0,501	} ansteigen- der Ast.
J_m/J { beob.	1,039	1,170	1,432	1,934	2,911	5,170	
ber.	1,039	1,171	1,450	1,984	3,050	5,355	

Die folgende Tabelle enthält die Werthe α , welche für die beobachteten Energiecurven des Eisenoxysds verschiedener Temperaturen einen möglichst guten Anschluss der Formel (C) an die Beobachtungen ergeben, wie der Werth $\alpha = 5,510$ für die Curve 437°. Bei einigen Curven erforderte das äusserste Ende des von kleinen Wellenlängen ansteigenden Astes (für $\lambda/\lambda_m < 0,5$ ungefähr) erheblich kleinere Werthe von α , sodass diese Punkte nach der Beobachtung erheblich höher, als nach der im übrigen anschliessend berechneten Formel lagen. Da es möglich ist, dass auf den bei höheren Temperaturen sehr steil ansteigenden Ast der beobachteten prismatischen Curve diffuses Licht vom Maximum gefallen ist, welches die Intensität hier vergrössert, so habe ich in der dritten Spalte diejenigen Werthe von α angeführt, welche sich ohne Berücksichtigung dieses Theils der hier abweichenden Curven ergeben. Daneben finden sich die Grenzen von λ/λ_m , innerhalb deren die Beobachtungen für die Berechnung der α der dritten Spalte verworthen sind. Die zweite Spalte führt diejenigen α , welche

man erhält, wenn man diejenigen Curven, welche für noch kleinere λ/λ_m Beobachtungspunkte führen, so berechnet, dass sämtliche Beobachtungspunkte verworhet sind, ob sie abweichen oder nicht. Daneben finden sich die Grenzen von λ/λ_m , innerhalb deren die Beobachtungen für die Berechnung der α der zweiten Spalte verworhet sind.

Tabelle der Werthe α sämtlicher Energiecurven
des Eisenoxydes.

Curve ° C.	Spalte II			Spalte III		
	α	Grenzen d. λ/λ_m von bis		α	Grenzen d. λ/λ_m von bis	
117	5,46	1	0,35	5,69	1	0,56
144,5				5,83	1	0,56
165	5,53	1	0,38	5,67	1	0,56
194	5,11	1,12	0,28	5,63	1,12	0,50
195				5,61	1	0,56
225	4,90	1	0,32	5,06	1	0,45
227				5,38	1	0,63
228				5,19	1	0,63
262				5,05	1	0,63
295	4,69	1,26	0,36	4,90	1,26	0,45
299				5,19	1,12	0,71
301				5,06	1,15	0,71
310				5,63	1,12	0,71
329				5,45	1,26	0,71
381				5,70	1,43	0,79
388				5,65	1,26	0,79
390	5,35	2,00	0,35	5,38	2,00	0,45
393	5,24	2,00	0,35	5,49	2,00	0,44
401				5,41	1	0,79
415				5,22	1	0,79
416	5,11	2,25	0,28	5,50	2,25	0,56
437	5,51	1,78	0,50	5,51	1,78	0,50
441				5,34	1,42	0,79
481				5,60	1	0,63
484	5,43	2,00	0,32	5,54	2,00	0,50
528	5,04	2,51	0,28	5,47	2,51	0,56
528				5,51	1,12	0,63
602				5,90	1,26	0,71
629				5,69	1,26	0,63
693	5,11	3,16	0,28	5,57	3,16	0,56
698				5,80	1,43	0,71
703	5,19	2,51	0,32	5,57	2,51	0,56
715				5,85	1,42	0,63
743				5,11	1,42	0,79
824				5,80	1,59	0,71
840,5				5,89	1,59	0,63
878				5,61	1,12	0,79
888				5,94	1,59	0,79

Curve ° C.	Spalte III			Spalte III		
	α	Grenzen d. λ/λ_m von bis		α	Grenzen d. λ/λ_m von bis	
937				5,93	1,78	0,89
973				6,00?	1	0,89
974,5				5,59	1,12	0,79
982				6,05	1,78	0,79
1001	5,33	3,16	0,45	5,41	3,16	0,63
1009				5,86	1,12	0,89
1053				6,06	1,78	0,79
1084				5,61	1,12	0,79
1124				5,42	1,12	0,79
M. 5,213				M. 5,560		

Die Werthe α zeigen keinen regelmässigen Gang mit der Temperatur, sodass die Gleichheit der Curven für alle Temperaturen erhellt, wenn auch die Abweichungen der Curven untereinander noch ziemlich bedeutend sind. Einer Abweichung von 10 Proc. der beobachteten α vom Mittel entsprechen in einem mittleren Gebiete der λ/λ_m ca. 5 Proc. Abweichung der J/J_m , was wohl als Fehler der Beobachtung zugegeben werden kann.

Das Mittel der Werthe α der dritten Spalte, welche das treuere Bild der fehlerfreien Curve geben dürften, ist 5,560. Für Formel (7) war als Werth α im Exponenten von T berechnet 5,658, und während der erste Werth nur durch Wellenlängen- und Intensitätsmessungen gefunden ist, ist der zweite hauptsächlich durch Temperatur- und Intensitätsmessungen gefunden. Beide Zahlen sind als innerhalb der Beobachtungsfehler gleich anzusehen.

Daher lassen sich die Formeln (5), (7) und (D) zusammenfassen durch die eine Formel:

$$(E) \quad J = c_1 \left(\frac{T}{c T^\beta} \right)^\alpha e^{-\frac{c_2}{\lambda T^\beta}}.$$

Der Zusammenhang der Constanten c_1 und c_2 dieser Formel mit den Constanten c und c' der Formeln (5) und (7) ist folgender:

$$c_1 = c' c^\alpha e^\alpha, \quad c_2 = \alpha \cdot c.$$

Nach der Formel (E) ist das Gesetz der isochromatischen Curven des Eisenoxyds das folgende:

$$(F) \quad \log J - \alpha(1 - \beta) \log T = \gamma_1 - \gamma_2 \frac{1}{T^\beta}.$$

Es ist der rechnerischen Untersuchung leicht zugänglich. Denn in dem Ausdrucke links darf für α ein Näherungswerth eingeführt werden. Dann ist der Ausdruck rechts als Function von $1/T^\beta$ betrachtet eine gerade Linie, und aus den Beziehungen:

$$\gamma_1 = \log c' \left(\frac{e e}{\lambda} \right)^\alpha,$$

$$\gamma_2 = \frac{a e}{\lambda} \log e,$$

ersieht man, dass man durch die Bestimmung der Constanten γ_1 und γ_2 dieser geraden Linie wiederum Werthe von α erhält. Die sechs für Eisenoxyd beobachteten Isochromatics liessen sich in der gezeigten Weise genügend genau durch gerade Linien darstellen und ergaben dann folgende Werthe für γ_1 , γ_2 und α .

Berechnung der Isochromatics nach Formel (F).

Isochr. Curve für λ in μ	γ_1	γ_2	α		
			aus γ_2	aus γ_1	Mittel
7,769	0,574	600	5,749	5,694	5,722
6,257	1,074	753	5,814	5,683	5,748
4,584	1,754	990	5,601	5,654	5,627
3,119	2,679	1471	5,660	5,647	5,654
2,249	3,421	1969	5,464	5,629	5,547
1,110	4,567	3422	4,685?	5,469	—

Als Mittel ergibt sich ohne Berücksichtigung des α aus γ_2 der Curve für $\lambda = 1,110 \mu$ 5,628, und ohne Berücksichtigung dieser ganzen Curve $\alpha = 5,660$. Diese Curve $\lambda = 1,110 \mu$ bezieht sich auf den erwähnten, möglicherweise durch diffuses Licht grösserer Wellenlängen gefälschten, Theil des ansteigenden Astes der Curven. Daher kann γ_2 und mithin auch α zu klein erhalten sein.

Die drei Arten der Bestimmung der Werthe α , erstens nach Formel (7), zweitens nach dem Gesetz der Energiecurven Formel (D), drittens nach dem Gesetz der isochromatischen Curven Formel (F), sind nicht unabhängig voneinander. Viel-

mehr muss nach einer derselben der gleiche Werth von α resultiren, wenn die zwei anderen Bestimmungsarten diesen ergeben haben. Man könnte aus den Werthen γ_1 und γ_2 der Formel (F) die Werthe c' und α der Formel (7) bestimmen.

Als bester Werth von α zur Darstellung der Beobachtungen folgt

als Mittel der Energiecurven	5,560
und nach Formel (7)	5,658
mithin im Mittel	5,609

Die Zahlenwerthe der übrigen Constanten sind dann für Eisenoxyd:

$$c_1 = 213\,100 \text{ und } c_2 = 10\,470.$$

c_1 ist noch abhängig von der scheinbaren Grösse der strahlenden Fläche, der Empfindlichkeit des Bolometers und constanten Factoren, mit denen alle Intensitäten bei der Berechnung multiplicirt sind. c_2 ist von diesen Umständen unabhängig. Hiermit ist das gesammte Beobachtungsmaterial über Eisenoxyd ziemlich vollständig und ziemlich treu wiedergegeben.

Soweit ich die Beobachtungen an den anderen von mir untersuchten Körpern bisher übersehe, lassen sie sich für jeden Körper durch die Formel (E) darstellen, nur dass die Constanten etwas andere Werthe erhalten, als für Eisenoxyd. Wird β in Formel (5) gleich Eins, ein Werth, dem sich die Beobachtungen für Eisenoxyd bereits ziemlich nähern, der durch meine Beobachtungen für einige andere Körper noch besser erreicht wird, und der vor Allem für einen absolut schwarzen Körper nach Wien's Theorie folgt, so nimmt Formel (E) die einfachere Gestalt an:

$$(G) \quad J = c_1 \lambda^{-a} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

Diese Formel würde bereits für Eisenoxyd ¹⁾ keine ungebührlich grossen Abweichungen ergeben, wenn sie auch keine so gute Darstellung der Beobachtungen ist, wie Formel (E). Der gute Anschluss, den die Beobachtungen für einige der

1) c_2 müsste dann den Zahlenwerth $2600 \times 5,61 = 1460$ erhalten.

schwärzeren Körper, soweit sie bisher berechnet sind, an diese Formel ergeben, liess vermuthen, dass dieselbe nicht weit von dem wahren Gesetze der Emissionsfunction entfernt sei. Hr. W. Wien, dem ich dies mittheilte, schrieb mir, dass er genau das gleiche Gesetz mit dem Werthe $a = 5$ aus einigen Annahmen über die Erregung der Schwingungen für den absolut schwarzen Körper schon früher abgeleitet habe, und dass er seine Ableitung nunmehr publiciren wolle.

(Fortsetzung folgt.)

Hannover, Mai 1896.

3. Ueber die Brechungsindices der Metalle bei verschiedenen Temperaturen; von A. Pflüger.

Durch die Messung der Ablenkung eines Lichtbündels in sehr dünnen und spitzen Metallprismen hat Kundt ¹⁾ folgende Werthe der Brechungsindices einiger Metalle für „rothes“ Licht erhalten:

Silber	Gold	Kupfer	Platin	Eisen	Nickel	Wismuth
0,27	0,38	0,45	1,76	1,81	2,17	2,61

Ziemlich mit diesen übereinstimmende Werthe erhielten nach derselben Methode die Hrn. du Bois und Rubens ²⁾ und Shea ³⁾.

Nimmt man nun an, dass die Geschwindigkeit des rothen Lichtes in den Metallen diesen Werthen umgekehrt proportional sei, und setzt man die Geschwindigkeit im Silber gleich 100, so erhält man folgende Reihe:

Silber	Gold	Kupfer	Platin	Eisen	Nickel	Wismuth
100	71	60	15,3	14,9	12,4	10,1

Es ergibt sich dann für diese sieben Metalle die Geschwindigkeit des rothen Lichtes annähernd proportional dem Leitungsvermögen für Electricität und Wärme.

Dieser Umstand hat Kundt zu dem Schlusse veranlasst, dass, wenn wirklich dieser Zusammenhang bestehe, er vielleicht auch in der Aenderung der betr. Eigenschaften mit der Temperatur zu Tage treten könne. Der Temperaturcoefficient des galvanischen Leitungsvermögens ist nach verschiedenen Beobachtern für reine Metalle im Durchschnitt 0,0037. Nähme man für den Temperaturcoefficienten der Lichtgeschwindigkeit denselben Werth an, so müsste beispielsweise der Brechungsindex des Goldes für blaues Licht, der etwa 1 beträgt, bei 100° Temperaturzunahme bis auf 1,37 wachsen, eine Zunahme,

1) Kundt, Wied. Ann. **34.** p. 469. 1888.

2) Du Bois u. Rubens, Wied. Ann. **41.** p. 507. 1890.

3) Shea, Wied. Ann. **47.** p. 177. 1892.

die sich nach der erwähnten Prismenmethode sehr wohl bestimmen liesse.

Kundt¹⁾ hat darum in einer zweiten Arbeit seine Metallprismen bei verschiedenen Temperaturen untersucht, und ist dabei zu dem Resultate gelangt, dass der Brechungsindex der Metalle sich mit der Temperatur ändert. Das Ergebniss seiner Untersuchung ist in folgender Tabelle enthalten:

Licht	Gold blau	Platin weiss	Nickel roth	Eisen roth	Silber weiss
Zimmertemperatur, $n =$	1,06	1,70	2,20	1,92	0,32
durchschnittlich ca. 100° höher, $n =$	1,72	2,10	2,69	2,54	0,46
Temperatur- coefficient =	0,0051	0,0027	0,0026	0,0040	0,0064

Nach diesen Resultaten würde also der Brechungsindex mit steigender Temperatur zu-, die Lichtgeschwindigkeit abnehmen, und der Temperaturcoefficient würde von derselben Grössenordnung wie der des Leitungsvermögens sein.

Dies Resultat lässt sich nun mit einigen Beobachtungen über Metallreflexion nicht in Einklang bringen. Hr. Sissingh²⁾ hat eine Aenderung der Reflexionsconstanten des Eisens mit der Temperatur nicht nachweisen können. Hr. Drude³⁾, der die Reflexion an Silber, Platin und Gold bis zu Temperaturen von 200° untersuchte, hat nur sehr geringe Aenderungen constatiren können. Endlich hat Hr. Zeeman⁴⁾ Reflexionsbeobachtungen am Platin bis zu Temperaturen von 800° angestellt. Unter Zugrundelegung des Temperaturcoefficienten der obigen Tabelle hätte der Werth des Brechungsindex bei 800° das dreifache des Werthes bei gewöhnlicher Temperatur betragen müssen und die Reflexionsconstanten müssten ähnliche erhebliche Variationen aufweisen. Aber Hr. Zeeman

1) Kundt, Wied. Ann. **36**. p. 824. 1889.

2) Sissingh, Mesures de la polarisation elliptique de la lumière. Arch. Néerlandaises. **20**.

3) Drude, Wied. Ann. **39**. p. 538. 1890.

4) Zeeman, Communications from the laboratory of Physics at the university of Leiden. Nr. 20. 1895.

hat durchaus keine merkliche Aenderung derselben entdecken können.

Schon vor zwei Jahren hatte Kundt mich beauftragt, die vorliegende Frage einer erneuten Prüfung zu unterziehen, und zwar unter Anwendung der von ihm benutzten Apparate und derselben Versuchsanordnung, deren Aufbau er persönlich überwachte. Ich habe diese Untersuchung, die ich nach dem kurz darauf erfolgten Tode Kundt's wegen anderer dringender Arbeiten unterbrechen musste, nach dem Erscheinen der Zeeman'schen Abhandlung wieder aufgenommen. Bezüglich der Methode verweise ich ganz auf die citirte Kundt'sche Arbeit, der ich mich so streng als möglich angeschlossen habe.

Als Lichtquelle benutzte ich eine Bogenlampe mit vorgestelltem rothen Glase bez. einer Lösung von schwefelsaurem Kupferoxydammoniak. Für die Beobachtungen mit spectral genau definirtem Licht wurde auf die Verschlussplatte des Collimatorrohres ein kleines sehr lichtstarkes Spectrum mittels eines Flintglasprismas entworfen, und der Spalt je nach Bedarf mit der gewünschten Spectralfarbe zur Deckung gebracht. Die Ablenkung wurde dann abwechselnd bei Zimmer- und bei einer etwa 90° höheren Temperatur gemessen. Die in der folgenden Tabelle niedergelegten Zahlen sind das Mittel aus jedesmal 80 bis 100 Beobachtungen.

Nickel. Rothcs Licht. Brechender Winkel = $14,5 \text{ sec.}$

Temperatur =	20°	103°	22°	100°	20°
$n =$	2,23	2,35	2,26	2,26	2,27

Mittel: für ca. 100° $n = 2,30$; für ca. 20° $n = 2,25$.

Gold. Blaues Licht. Brechender Winkel = $20,8 \text{ sec.}$

Temperatur =	20°	105°	30°	18°	105°	20°
$n =$	1,39	1,36	1,38	1,38	1,42	1,41

Mittel: für 105° $n = 1,37$; für ca. 20° $n = 1,39$.

Gold. F'-Linie. Brechender Winkel = $20,8 \text{ sec.}$

Temperatur =	20°	62°	113°
$n =$	1,06	1,03	1,02

Eisen. Rothcs Licht. Brechender Winkel = 33,8 sec.

Temperatur =	18°	107°	18°	104°	18°	106°	18°	106°
$n =$	3,80	3,69	3,69	3,67	3,55	3,81	3,60	3,59

Mittel: für ca. 106° $n = 3,69$; für 18° $n = 3,66$.

Es ergibt sich also das Resultat, dass der Brechungsindex sich *nicht*, oder, unter Berücksichtigung der Grösse der Beobachtungsfehler, nur in viel geringerem Maasse als das Leitvermögen mit der Temperatur ändert.

Gegen die Richtigkeit dieser Messungen könnte der Einwand erhoben werden, dass die benutzten Prismen nicht frisch angefertigt worden sind, und durch langes Liegen zum grösseren Theile in Oxyd übergeführt sein könnten. Wäre dies der Fall, so würde allerdings der Messung jede Bedeutung abzusprechen sein.

Ich habe mich aber überzeugt, dass dieser Einwand nicht gerechtfertigt ist, wenigstens nicht für das Gold und das Nickelprisma, und zwar auf Grund nachstehender Erwägungen.

Für Eisen haben schon die Hrn. du Bois und Rubens für rothes Licht den Werth 3,12, sowie Hr. Shea den Werth 3,03, also einen erheblich höheren als den Kundt'schen 1,81 gefunden. Die ersteren Herren halten ihren Werth aus stichhaltigen Gründen für den richtigeren, zumal ihre Prismen die anomale Dispersion des reinen Eisens zeigen. Das Eisenoxyd zeigt nach Kundt normale Dispersion, und den Brechungsindex 1,78. Leider habe ich vor zwei Jahren eine Prüfung der Dispersion nicht vorgenommen, doch habe ich nach Beendigung meiner Versuche das Prisma durch Glühen in Oxyd übergeführt, und den Werth $n = 2,58$ erhalten, statt des Werthes 3,60 für das nicht oxydirte Eisen. Immerhin will ich den Messungen am Eisen ausschlaggebende Bedeutung nicht beimesen.

Um so höheren Werth aber lege ich auf die Beobachtungen am Gold und am Nickel. Das Goldprisma hatte ausgezeichneten Metallglanz, spiegelte sehr gut, und war mit schöner grüner Farbe durchsichtig. Nun sind aber Goldprismen, welche geringe Beimengungen von Oxyd enthalten, mit mehr oder minder violetter Farbe durchsichtig. Eine Messung der Dispersion ergab das folgende Resultat:

	Li	Na	F	G
$n =$	0,20	0,88	1,04	1,55

Also für rothes Licht innerhalb der Fehlergrenzen im Einklang mit den Shea'schen Messungen. Dagegen giebt ein violettgrünlich durchsichtiges, oxydhaltiges Prisma für roth den Werth $n = 1,04$. Endlich sei bemerkt, dass Kundt selbst, wie ich, bei seinen Messungen ein mehrere Jahre altes Goldprisma benutzt hat. In der That ist wohl anzunehmen, dass ein Goldprisma bei sorgfältiger Aufbewahrung, wie in dem vorliegenden Falle, sich nicht wesentlich verändern wird.

Wie freilich die bedeutende Differenz zwischen den Shea'schen Beobachtungen für Na ($n = 0,66$), F ($n = 0,82$), und G ($n = 0,92$), und den meinigen zu erklären ist, vermag ich nicht anzugeben.

Das Nickelprisma endlich besass gleichfalls vorzüglichen Metallglanz und zeigte anomale Dispersion, nämlich die Werthe:

	C	Na	F
$n =$	2,23	1,87	1,67
(für Li δ 2,04)		(1,84)	(1,71)

die mit den (eingeklammerten) Werthen der Hrn. du Bois und Rubens gut übereinstimmen. Dieser Umstand ist umso mehr entscheidend, als das Nickeloxyd normal dispergirt, und für rothes Licht den Brechungsindex 2,18, für blaues den Werth 2,39 hat. Es kommt hinzu, dass das Nickel sich fast immer rein erhalten lässt. Da ausserdem das Prisma vortrefflich spiegelte, und im durchgehenden Lichte sehr scharfe Spaltbilder gab, bin ich geneigt, den Beobachtungen gerade an diesem Metall entscheidenden Werth beizulegen.

Es entsteht nun die Frage, wie die abweichenden Beobachtungen von Kundt sich erklären lassen. Ich glaube, nach den zahlreichen Erfahrungen, die ich auf diesem Gebiete gesammelt habe, annehmen zu dürfen, dass Kundt, der die grösste Fehlerquelle dieser Messungen, nämlich die ungenaue Einstellung des Spaltbildes, erkannt, und durch seine ausgezeichnete Collimationsmethode beseitigt hatte, doch vielleicht die Grösse dieser mit den Umständen sehr veränderlichen Fehlerquelle in einzelnen Punkten nicht völlig gewürdigt hat. Trotzdem der Kupferkasten, der die Prismen zum Zweck der Erhitzung umgiebt, durch schlechte Wärmeleiter isolirt ist,

ändert sich die Einstellung des Instrumentes mit höherer Temperatur recht erheblich. Es bedarf der genauesten Collimirung nicht allein vor, sondern auch nach jeder Beobachtungsreihe, um nicht Fehler zu übersehen, die grösser sind, als die zu messenden Grössen. Selbstverständlich hat Kundt auch diesen Umstand in Betracht gezogen. Aber es scheint ihm der äusserlich geringfügige Nebenumstand entgangen zu sein, dass die Aenderung der Einstellung mit der Temperatur einen ziemlich regelmässigen Gang verfolgt, und insbesondere nicht sofort aufhört, wenn die Temperatur constant geworden ist. Da nun die Methode damals noch nicht zu ihrer jetzigen Vollkommenheit ausgebildet war, musste diese Aenderung theils in ihrer Grösse um so eher unterschätzt werden, als sie sehr langsam erfolgt, andererseits musste sie durch ihre Stetigkeit die Resultate in dem Sinne beeinflussen, dass ein Wachsen der Ablenkung beobachtet wurde. Dazu kommt noch der Umstand, dass Kundt die Einstellung des Spaltbildes durch ein am Ocular angebrachtes Fadenmikrometer bewerkstelligte. Diese Procedur erforderte bei der Empfindlichkeit der Collimirung gegen jede Berührung des Oculars grössere Vorsicht, und darum weit mehr Zeit, als die jetzige Einstellungsmethode mittels der Alhidadenschraube. Dieser Zeitraum wurde noch vergrössert, wenn man die sehr umständliche Ablesung der Mikroskope des Theilkreises anwendete. Bei so langen Zeiträumen aber musste die Aenderung der Collimirung bedeutend schädlicher wirken, als jetzt, wo erstlich eine Beobachtungsreihe nur wenige Minuten in Anspruch nimmt, und ausserdem die Collimation vor- und nachher geprüft wurde.

Es sei hier ausdrücklich hervorgehoben, dass die erwähnte erhebliche Fehlerquelle, nämlich die Aenderung der Collimation, nur bei der Beobachtung bei hohen Temperaturen auftritt. Im übrigen liefert die Kundt'sche Prismenmethode ausgezeichnete Resultate, die sehr wohl zur Prüfung der Theorie verwandt werden können. Die Abweichungen, die die Resultate verschiedener Beobachter für einige Metalle ergeben, sind nur auf mehr oder minder grossen Oxydgehalt zurückzuführen. In der That zeigen sowohl die Resultate für Jodsilber, als auch diejenigen, die ich für feste Farbstoffe¹⁾ nach derselben Methode

1) A. Pflüger, Wied. Ann. 56. p. 412. 1895.

erhalten habe, und bei denen die letztere Fehlerquelle ausgeschlossen ist, für die verschiedensten Prismen genügende Uebereinstimmung. Endlich ist die Uebereinstimmung zwischen den Werthen der Brechungsindices des festen Fuchsins und Diamantgrüns, welche Hr. Walter¹⁾ aus den Reflexionsconstanten nach der Cauchy'schen Theorie berechnet hat, und den meinigen eine vortreffliche.

Berlin, Physik. Inst. d. Univ., Mai 1896.

1) Walter, Wied. Ann. 57. p. 394. 1896.

4. Ueber das electrische Verhalten der von electrisirten Flüssigkeiten aufsteigenden Dämpfe; von G. Schwalbe.

1. Einleitung.

Die einfachste Weise, die Erscheinungen der Luftpolelectricität zu erklären, wäre offenbar, dieselben auf die Wirkungen des electrischen Feldes der statisch geladenen Erde zurückzuführen. Sehen wir zu, inwieweit diese Annahme sich mit den Beobachtungen in Einklang bringen lässt. Bezeichne V das Potential, so ist dasselbe bekanntlich unter Annahme einer negativen Ladung der Erde defnirt durch die Beziehung:

$$V = - \frac{M}{r}.$$

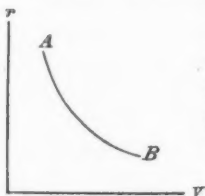
Das Potentialgefälle, d. h. also die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten innerhalb des Feldes im Abstände der Längeneinheit ergibt sich sodann durch Differentiation:

$$\frac{dV}{dr} = + \frac{M}{r^2} = - \frac{V}{r}.$$

Die Aenderung dieses Potentialgefälles ergibt sich abermals durch die Differentiation:

$$\frac{d^2 V}{dr^2} = - \frac{2M}{r^3} = + \frac{2V}{r^2} = - \frac{2}{r} \frac{dV}{dr}.$$

Stellen wir uns diese Aenderung durch eine Curve dar, indem wir V und r zu Coordinaten wählen, so erhalten wir eine solche von der Form und Krümmung nebenstehender Figur. Um uns über die Grösse der Krümmung Rechenschaft geben zu können, müssen wir die Verhältnisse der Erde berücksichtigen. Wir wissen, dass der Werth dV/dr nur in seltenen extremen Fällen 100 Volt/Meter betragen kann. Wir würden also bei Einsetzen dieser Grösse bereits einen sehr geringen Werth für $d^2 V/dr^2$ erhalten. Nun hat r , der Erdradius, den Werth von rund 6 000 000 m, also $2/r = 1/3 \cdot 10^6$.



Es wird also

$$\frac{d^2 V}{dr^2} = - \frac{100}{3 \cdot 10^6} \frac{V}{m}.$$

Hieraus würde sich ergeben, dass die vorhin angeführte Curve nur eine sehr minimale Krümmung haben kann und mithin nahezu eine gerade Linie wird, dass ferner die Aenderung des dV/dr mit der Höhe eine äusserst geringe sein würde, da sich erst bei einer Erhebung von etwa 30000 m ein Unterschied von 1 Volt ergeben würde.

Dies würde aber allen bisherigen Erfahrungen widersprechen, woraus folgt, dass noch andere Ursachen das Zustandekommen der fraglichen Erscheinungen bedingen müssen. Ueber dieselben ist man aber noch ganz im Unklaren; allerdings sind zahlreiche Vermuthungen und Hypothesen ausgesprochen, deren experimentelle Prüfung noch ein weites Feld der physikalischen Forschung bildet.

Wir wollen an dieser Stelle nur auf die Exner'sche Theorie eingehen, welche annimmt, dass beim Verdampfen des Wassers auf der (electrischen) Erde die Electricität durch die Dämpfe mit fortgeführt wird.

Der Gedanke, dass die Verdampfung bei dem Zustandekommen der Erscheinungen der Luftphelectricität eine Rolle spielen müsse, ist an sich nicht neu. Schon Volta in seiner *Bibliotheca physica* vom Jahre 1788 schrieb die Ursache der atmosphärischen Electricität dem Processe der Verdampfung zu. Er gründete diese Ansicht auf die von ihm selbst und Bonnet¹⁾ gemachte Beobachtung, wonach die Verdampfung von Wasser, welches man auf glühende Kohlen schüttet, von Electricitätsentwicklung begleitet ist. Hingegen führte Pouillet²⁾ den wichtigen Nachweis, dass in solchen Fällen eine Electricitätsentwicklung nur dann auftritt, wenn Theile des verdampfenden Wassers oder darin gelöster Salze sich an den Gefässwänden reiben. Dies wurde auch durch zahlreiche andere Versuche bestätigt, so von Schübler³⁾, Peltier⁴⁾.

1) Bonnet, New exper. on Electr. etc. London 1789.

2) Pouillet, Pogg. Ann. 11. p. 417. 1827.

3) Schübler, Schweigg. J. 55. 1829.

4) Peltier, Ann. de chim. et de phys. 75. 1840.

Faraday¹⁾, Riess²⁾, Reich³⁾, Gangain⁴⁾, Freemann⁵⁾ und Blake.⁶⁾

Da man früher nicht nur der Verdampfung, sondern auch der Condensation der Dämpfe die Eigenschaft zuschrieb, Electricität zu entwickeln, so sei an dieser Stelle noch besonders darauf hingewiesen, dass die hierauf bezüglichen Untersuchungen von S. Kalischer⁷⁾ ebenfalls zu einem negativen Resultate geführt haben. Aus allen zuletzt angeführten Versuchen geht nun hervor, dass bei Ausschluss der Möglichkeit der Reibung der Theile des verdampfenden Wassers an der Unterlage keinerlei Electricitätsentwicklung bisher nachgewiesen worden ist.

Da die hier angeführten Versuche alle mit der größten erreichbaren Präcision ausgeführt worden sind, so muss die Theorie, als fände eine Electricitätsentwicklung bei der Verdampfung von Flüssigkeiten statt, als unbegründet betrachtet werden.

Dagegen hat eine andere Anschauung noch nicht ihre endgültige Erledigung gefunden. Es haben nämlich zuerst Buff⁸⁾ und de la Rive⁹⁾ die Ansicht vertreten und durch Versuche zu bestätigen gesucht, dass beim Verdampfen einer electricisch geladenen Flüssigkeit der Dampf Electricität mit sich führt. Es muss gleich an dieser Stelle bemerkt werden, dass Blake¹⁰⁾ auch diese Frage experimentell untersucht hat und zwar mit den feinsten Hilfsmitteln und unter Ausschluss störender Einflüsse und im Gegensatz zu Buff und de la Rive zu dem Resultate gelangt ist, dass diese Dämpfe electricisch neutral sein müssen.

Dies war der Stand der in der Ueberschrift bezeichneten Frage im Jahre 1883. Dieselbe ist sodann von Exner wieder

1) Faraday, Exp. Res. 19. 1846.

2) Riess, Pogg. Ann. 69. p. 286. 1845.

3) Reich, Abh. bei Begründung der k. sächs. Akad. der Wiss. 1846.

4) Gangain, Compt. rend. 38. p. 1012. 1854.

5) Freemann, Phil. Mag. (5) 13. 1882.

6) Blake, Wied. Ann. 19. p. 518. 1883.

7) S. Kalischer, Wied. Ann. 20. p. 614. 1883.

8) Buff, Lieb. Ann. 89. 1854.

9) de la Rive, Traité d'électricité 3. p. 190. 1858.

10) Blake, Wied. Ann. 19. p. 518. 1883.

aufgenommen und zur Ausarbeitung einer Theorie der Luft-electricität benutzt worden.

Wir werden uns daher im Folgenden zunächst mit den Exner'schen Versuchen zu beschäftigen haben.

2. Die Exner'schen und Blake'schen Versuche.

Exner geht aus von einem von Mascart¹⁾ beschriebenen Experiment. Derselbe suchte den Nachweis dafür, dass beim Verdampfen einer electrischen Flüssigkeit die Dämpfe electrisch sind, auf indirectem Wege in der Weise zu erbringen, dass er zeigte, dass die Verdampfung einer electrisirten Flüssigkeit schneller vor sich geht, als einer unelectrischen. Exner hat den Mascart'schen Versuch später mit Erfolg wiederholt. Doch hat Mascart selbst hervorgehoben, mit wie grossen Schwierigkeiten dieser Versuch verknüpft ist; auch hat er keinerlei Zahlen mitgetheilt. Aber selbst, wenn, wie es nach Exner scheint, electrisches Wasser thatsächlich schneller verdampfen sollte, als unelectrisches, so folgt daraus noch keineswegs ein Mitschleppen der Electricität durch die Dämpfe.

Exner hat daher auch einen directen Beweis versucht und hierzu folgende Versuchsanordnung getroffen. Ein grosses Metallgefäss wurde isolirt aufgestellt und über die Mitte desselben von oben ein kleines, ebenfalls isolirtes Porzellanschälchen gebracht, das etwa mit einer geriebenen Siegellackstange electrisirt wurde. Wurde dasselbe 1—2 Minuten nach der Ladung wieder entfernt, so zeigte sich das untere Gefäss nur schwach mit gleichnamiger Electricität geladen. Wurde nun das obere Gefäss mit einer stark verdampfenden Flüssigkeit, deren Dämpfe nach unten herabsinken, wie Alkohol oder Aether, angefüllt und sodann abermals über das vorher abgeleitete Gefäss gebracht, so erwies sich das letztere nach Ablauf der gleichen Zeit bedeutend stärker gleichnamig geladen. Hierin glaubt Exner einen untrüglichen Beweis dafür erblicken zu dürfen, dass eine Ueberführung der Electricität durch die Dämpfe stattfindet.²⁾

1) Mascart, *Compt. rend.* **86.** p. 575. 1878.

2) Vgl. Exner's *Repert.* **22.** p. 412 und *Sitzungsber. der kaiserl. Akad. der Wissensch. zu Wien* **93.** p. 222. 1886.

Bedenken gegen die Richtigkeit dieser Beweisführung wird aber jeder erheben müssen, welcher die oben bereits erwähnten Versuche von Blake¹⁾ kennt. Diese Versuche dürften beweisend dafür sein, dass eine Fortführung der Electricität durch die Dämpfe nicht stattfindet, wogegen durch den Exner'schen Versuch das Gegentheil in keiner Weise bewiesen ist. Porzellan ist ja bekanntlich ein sehr guter Isolator. Wenn also der obere Körper durch Hinzufügen einer Flüssigkeit leitend gemacht wird, er mithin im Stande ist, eine stärkere Ladung anzunehmen, so kann durch Zerstreuung in die Luft mehr Electricität auf die untere Schale übergehen, als ohne die leitenden Flüssigkeiten. Dass diese Auffassung die richtige ist, dafür spricht der Umstand, dass mir bei Verwendung eines Metallgefäßes als obere Schale es in keiner Weise gelungen ist, diesen Unterschied zwischen verdampfender Flüssigkeit und trockener Schale constatiren zu können. Ich meine also sagen zu dürfen, dass die hinzugefügte Flüssigkeit die Capacität des Porzellangefäßes sehr bedeutend vermehrte, die des Metallschälchens dagegen kaum, und dass auch die electricische Wirkung auf das andere Gefäß vermehrt werden musste, wenn die Flüssigkeit auf das Porzellangefäß kam, nicht aber im Falle des Metallgefäßes.

Es mögen nunmehr die Blake'schen Versuche wegen der hohen Bedeutung, welche dieselben für die ganze Frage besitzen, hier kurz beschrieben werden: Die bewegliche Platte *A* eines Kohlrausch'schen Condensators wurde in Verbindung mit der Aluminiumplatte eines Thomson'schen Quadrant-electrometers gebracht. Auf der unbeweglichen Collectorplatte *B* wurde durch Condensation warmer Wasserdämpfe eine Wasserschicht gebildet. Ist *B* erwärmt und in Verbindung mit dem einen Pole einer galvanischen Batterie, deren zweiter Pol zur Erde abgeleitet ist, und wird dann die kalte Platte *A* bis auf eine Entfernung von etwa 1 mm genähert, so findet auf *A* eine ziemlich reichliche Condensation, aber keinerlei Electricitätsentwicklung statt.

Es würde zu weit führen, die sehr sorgfältigen Versuchsanordnungen zu beschreiben, mittels deren Blake auch für

1) Blake, Wied. Ann. 19. p. 518. 1883.

wässrige Lösungen (mit denen wir es ja in der Natur zu thun haben) und für Quecksilberdampf zu demselben Resultat gelangte. Erwähnt sei nur, dass er bei den Versuchen mit Seewasser sich der Methode bediente, auf einer Metallkugel die Abnahme der electrischen Spannung zu messen und zu sehen, wie gross dieselbe bei kaltem und wie gross bei stark verdampfendem Seewasser war. Er fand zwischen der Wirkung beider nur einen Unterschied von 0,088—0,288 Daniell. Es lag nahe, nach einer analogen Methode die ganze Frage noch einmal zu untersuchen.

3. Eigene Versuche.¹⁾

Zur Untersuchung der vorliegenden Frage habe ich einen etwas anderen Weg als Blake eingeschlagen, welchen ich bereits andeutete. Wenn nämlich die Dämpfe einer auf einer Platte oder auf einer Scheibe verdampfenden Flüssigkeit Electricitätsmengen mit sich führen, so muss nothwendiger Weise der Electricitätsverlust nach einer bestimmten Zeit ein weit grösserer sein, als wenn die Abnahme der Spannung ohne verdampfende Flüssigkeit vor sich geht, sobald nachgewiesen ist, dass ein Substanzverlust, bei welchem die sich entfernenden Theile sicher Electricität mit sich führen, eine derartig schnellere Abnahme bedingt. Ein solcher Fall liegt z. B. vor, wenn die Platte mit einem sehr feinen, stäubenden Pulver (z. B. feinem Kieselsäurepulver) vor der Ladung bestreut ist. Ich habe daher in sogleich genauer zu beschreibenden Weise die Abnahme der Spannung einer electrisirten Platte innerhalb einer bestimmten Zeit für verschiedene Fälle zu messen gesucht, nämlich bei trockener Platte, oder, wenn auf derselben eine Flüssigkeit verdampfte, oder wenn ein feines, leicht stäubendes Pulver darauf war.

Als Messinstrument diente mir ein nach den Angaben der Hrn. Elster und Geitel in Wolfenbüttel construirtes Thomson'sches Quadrantenelectrometer. Die Construction desselben weicht in keinem wesentlichen Punkte von der eines gewöhnlichen Thomson'schen Instrumentes ab. Von der Brauchbarkeit des Instrumentes mögen die folgenden Resultate der Prüfung

1) Vgl. auch hierauf bezügliche Versuche, deren Resultate sich mit den hier gefundenen gut in Uebereinstimmung bringen lassen, von W. Wirtz, Wied. 37. p. 516. 1889.

zeugen, welche durch Einschalten zweier Trockensäulen erfolgte, deren Constanz für die Zeit der Messung controllirt wurde.

Einschaltung von	Grösse des Ausschlages bei einem Abstand von 2,25 m zwischen Spiegel und Scala				
	Säule I	II	I + II	I - II	
Säule I	49,8	48,2	48,6	49,8	48,8
" II	36,8	36,4	36,7	36,8	36,6
" I + II	87,2	87,6	87,6	87,8	87,3
" I - II	12,4	12,1	11,8	12,0	12,8
Also:	Mittel	Berechneter Werth	Abweichung		
Säule I	49,0	—	—		
" II	36,7	—	—		
" I + II	87,5	85,7	+ 1,8		
" I - II	12,2	12,3	- 0,1		

Man sieht, dass diese Werthe befriedigende sind. Die nächste Aufgabe war, das Instrument auf Volt zu aichen, um bei den nachfolgenden Messungen genau angeben zu können, mit welchen Spannungen gearbeitet wurde. Die Aichung geschah nach zwei Methoden:

1. durch Einschalten eines Accumulators von bekannter electromotorischer Kraft (= 1,8 Dan.);

2. durch Einschalten eines Normal-Daniell. (Die Nadel war ebenso wie bei den späteren Versuchen durch eine Zam-boni'sche Säule geladen.) Die Resultate waren folgende:

Versuch	Doppelter Ausschlag in Millimeter Scalentheilen
I { Accum.	127,2
{ Daniell	70,0
II { Accum.	127,0
{ Daniell	69,9
III { Accum.	126,8
{ Daniell	70,2
IV { Accum.	126,9
{ Daniell	70,0
V { Accum.	126,0
{ Daniell	70,0

Im Mittel war der Ausschlag in Millimeter Scalentheilen gemessen bei Einschaltung des Accumulators 126,8, bei Einschaltung des Daniell 70,0. Das Verhältniss Accum./Daniell berechnet sich hiernach zu 1,81, also fast genau den früheren Bestimmungen entsprechend. Da bei den obigen Messungen stets der doppelte Ausschlag (sowohl rechts als auch links) beobachtet wurde, so entsprach also einem Daniell (= 1,17 Volt)

ein Ausschlag von 35,5 mm Scalentheilen, wonach sich leicht eine Tabelle für die Umrechnung von beobachteten Millimetern Scalentheilen in Volt aufstellen lässt. Die von mir benutzte Versuchsanordnung war nun die folgende:

Der Nadel wurde mittels einer Zamboni'schen Trockensäule eine constante Ladung mitgetheilt, der zweite Pol der Säule war durch Verbindung mit der Gasleitung des Hauses zur Erde abgeleitet; ebenso war natürlich das Gehäuse, welches das Instrument gegen Staub und sonstige schädliche Einflüsse schützen sollte, zur Erde abgeleitet.

Die beiden Quadrantenpaare waren mit einem Commutator verbunden, welcher aber lediglich als Schlüssel diente, und zwar so, dass das eine Quadrantenpaar stets zur Erde abgeleitet war, während das andere mit der Platte, deren Spannung gemessen werden sollte, in Verbindung stand. Die Ladung der Messingplatte von 23 cm Länge und 20 cm Breite geschah stets mittels einer Influenzmaschine. Bemerkt muss werden, dass die mitgetheilten Resultate zunächst natürlich nur innerhalb der hier zur Anwendung gelangten Spannungen (bis zu 10 Volt) Gültigkeit haben. Die Versuche wurden in der oben beschriebenen Weise vorgenommen mit

1. trockener leerer Platte,
2. Platte mit verdampfendem Alkohol,
3. Platte mit langsam verdampfendem kalten Wasser,
4. Platte mit verdampfendem Aether,
5. Platte mit verdampfendem heissen Wasser,
6. Platte mit heissem Wasser, dessen Dämpfe durch Zudecken verhindert waren, sich zu entfernen,
7. Platte, auf welcher sich ein heisses Metallstück befindet,
8. Platte, welche mit Glaspulver und
9. mit sehr feinem Kieselsäurepulver bestreut war.

Der Zweck der unter 6, 7, 8 und 9 genannten Versuche wird sich aus den folgenden Ausführungen unmittelbar ergeben. Vorerst mögen aber die Beobachtungsreihen und ziffermässigen Resultate der Messungen im Zusammenhange mitgetheilt werden. Die Anfangsladung betrug stets etwa 10 (meist 9,7 Volt); die aufeinanderfolgenden (einseitigen) Ablesungen liegen stets um den Zeitraum von 1 Minute auseinander. Es ergab sich:

Beobachtungsreihe.

I. Trockene Platte		II. Trockene Platte	
Ausschlag	Volt	Ausschlag	Volt
mm		mm	
296,0	10,1	286,0	9,7
156,0	5,3	156,0	5,3
86,0	2,9	86,0	2,9
41,0	1,4	18,0	0,6
25,0	0,85	15,0	0,5
20,1	0,7	13,2	0,4
18,2	0,6	12,5	0,4
17,2	0,6	12,0	0,4
15,9	0,5	11,0	0,4
14,2	0,5	10,2	0,3

II. Alkohol.

286,0	9,7	286,0	9,7
155,2	5,3	108,0	3,7
86,2	2,9	77,2	2,6
56,2	1,9	60,5	2,0
39,9	1,4	55,2	1,9
30,2	1,0	37,8	1,3
22,2	0,7	30,2	1,0
20,1	0,7	25,0	0,85
18,2	0,6	20,2	0,7
16,0	0,5	17,2	0,6
14,2	0,5	16,6	0,6

III. Kaltes Wasser.

286,0	9,7	286,0	9,7
156,0	5,3	144,0	4,9
58,2	2,0	46,2	1,6
37,5	1,3	31,0	1,0
30,0	1,0	20,8	0,7
23,8	0,8	17,2	0,6
20,2	0,7	16,0	0,5
19,2	0,6	15,2	0,5
16,0	0,5	14,2	0,5
12,2	0,4	12,4	0,4
11,0	0,4	12,2	0,4

IV. Aether.

286,0	9,7	286,0	9,7
124,1	4,2	101,2	3,4
64,5	2,2	61,5	2,1
43,2	1,5	42,2	1,4
31,0	1,0	31,8	1,1
24,2	0,8	26,0	0,9
20,0	0,7	21,2	0,7
15,8	0,5	17,8	0,6
12,8	0,4	15,2	0,5
11,2	0,4	13,2	0,4
10,0	0,3	12,2	0,4

V. Heisses Wasser.

I.		II.	
Ausschlag	Volt	Ausschlag	Volt
mm		mm	
286,0	9,7	286,0	9,7
68,2	2,3	84,5	2,9
35,4	1,2	47,0	1,6
24,0	0,8	34,2	1,2
15,5	0,5	25,8	0,9
10,2	0,3	20,2	0,7
9,0	0,3	18,0	0,6
8,0	0,3	15,9	0,5
7,2	0,2	14,0	0,5
6,2	0,2	11,9	0,4
5,0	0,2	11,2	0,4

VI. Heisses Wasser, dessen Dämpfe durch Zudecken gehindert wurden, sich zu entfernen.

286,0	9,7	286,0	9,7
113,0	3,8	110,2	3,7
65,5	2,2	64,2	2,2
40,2	1,4	40,8	1,4
28,1	1,0	29,5	1,0
19,2	0,6	23,0	0,8
15,0	0,5	17,2	0,6
11,2	0,4	13,8	0,5
10,5	0,3	11,8	0,4
9,0	0,3	10,0	0,3
8,2	0,3	8,5	0,3

VII. Heisses Metall.

286,0	9,7	286,0	9,7
104,2	3,5	83,2	2,8
57,5	1,9	56,0	1,9
40,0	1,4	43,0	1,5
29,2	1,0	29,7	1,0
23,2	0,8	23,0	0,8
19,1	0,7	19,2	0,6
15,9	0,5	16,2	0,5
13,0	0,4	15,0	0,5
10,8	0,4	12,8	0,4
9,5	0,3	11,0	0,4

VIII. Glaspulver.

286,0	9,7	286,0	9,7
103,1	3,5	104,2	3,5
55,0	1,9	59,0	2,0
40,0	1,4	40,0	1,4
28,2	0,9	25,0	0,85
21,2	0,7	19,8	0,7
16,0	0,5	15,0	0,5
13,0	0,4	12,2	0,4
10,8	0,4	9,8	0,3
9,0	0,3	8,0	0,3
8,0	0,3	6,0	0,2

Beobachtungsreihe.

IX. Feines Kieselsäurepulver.

I.		II.	
Ausschlag mm	Volt	Ausschlag mm	Volt
286,0	9,7	286,0	9,7
72,2	2,4	96,1	3,3
30,0	1,0	49,2	1,7
14,8	0,5	28,2	1,0
8,2	0,3	19,0	0,8
4,0	0,1	14,2	0,5
2,2	0,1	10,0	0,3
1,5	0,0	8,2	0,3
0,5	Nullpunkts- Schwankungen	5,1	0,2
0,2		3,0	0,1
0,2		1,0	0,0

Aus diesen Beobachtungsreihen lassen sich folgende ziffern-
mässige Resultate ableiten: Die Spannung, auf welche die La-
dung innerhalb 10 Minuten von dem Anfangswerthe von 10 Volt
sank, betrug:

		nach Beobachtungsreihe		
		I	II	im Mittel
bei der				
I.	trockenen Platte	0,34	0,48	0,41
II.	Platte mit verdampfendem Alkohol	0,48	0,56	0,52
III.	" " " kalten Wasser	0,37	0,41	0,39
IV.	" " " Aether	0,34	0,41	0,38
V.	" " " heissen Wasser	0,17	0,41	0,29
VI.	" " " heissen Wasser, } welches zugedeckt war }	0,31	0,31	0,31
VII.	" " heissem Metall	0,32	0,36	0,34
VIII.	" " Glaspulver	0,27	0,20	0,23
IX.	" " feinem Kieselsäurepulver	0,01	0,03	0,02

Ausserdem wurden auf dem Wege directer Beobachtung
noch folgende Resultate erlangt:

Damit die Spannung von 10 Volt auf 1 Volt zurückgehe,
waren erforderlich:

		nach Beobachtungsreihe		
		I	II	Mittel
bei				
trockener Platte		3' 10"	3' 5"	3' 7 $\frac{1}{2}$ "
Platte mit verdampfendem Alkohol		4' 0"	2' 30"	3' 15"
"	" " kalten H ₂ O	4' 0"	3' 25"	3' 42"
"	" " Aether	4' 10"	4' 16"	4' 13"
"	" " heissen H ₂ O	2' 30"	3' 30"	3' 0"
"	" " heissem H ₂ O, welches zugedeckt war	3' 45"	4' 0"	3' 52 $\frac{1}{2}$ "
"	" " Metall	3' 50"	3' 55"	3' 52 $\frac{1}{2}$ "
"	" " Glaspulver	3' 47"	3' 40"	3' 43 $\frac{1}{2}$ "
"	" " feinem SiO ₂ -Pulver	2' 3"	2' 57"	2' 30"

4. Discussion der Resultate.

Aus den vorstehend mitgetheilten Beobachtungen kann ein Einfluss der Verdampfung nicht constatirt werden. Beschränken wir uns zunächst auf die zuerst mitgetheilten Zahlen, so zeigt sich eine grössere Abweichung in erster Reihe bei der Verdampfung von Alkohol; es erwies sich die Abnahme noch etwas langsamer, als bei trockener Platte, und kann daher nicht als Stütze für die Exner'sche Theorie gelten. Dagegen ergab sich, wie man sieht, bei der Verdampfung von heissem Wasser eine etwas schnellere Abnahme, während verdampfendes kaltes Wasser oder Aether keinerlei Einfluss hatten. Es handelte sich nunmehr darum, die Ursachen für das abweichende Verhalten des (schnell) verdampfenden heissen Wassers zu entdecken. Es lässt sich nämlich zeigen, dass diese Erscheinung nicht mit dem Verdampfen, sondern lediglich mit dem Vorhandensein eines heissen Körpers zusammenhängt. Wenn man nämlich das Aufsteigen des Dampfes durch Zudecken hindert oder das heisse Wasser durch einen heissen Metallklotz ersetzt, so wird, wie die Versuche VI und VII lehren, die Geschwindigkeit der Entladung dadurch nicht wesentlich beeinflusst. Es ist offenbar ein aufsteigender Luftstrom an dem warmen Gegenstande gewesen, welcher Staubtheilchen und mit diesen Electricität emporführte. Es ist nicht ausgeschlossen, dass ähnliche Vorgänge auch in der Natur vorkommen dürften. Die Versuche VIII und IX beweisen, dass unsere Versuchsanordnung geeignet ist, eine Abnahme der Spannung nachzuweisen, wenn eine solche thatsächlich durch das Fortfliegen materieller Theilchen bedingt ist. Es wurde zunächst Glaspulver und später sehr fein vertheiltes Kieselsäurepulver auf die Platte gebracht.

Es zeigt sich hier nun eine bedeutend schnellere Spannungsabnahme, besonders bei dem sehr stäubenden Kieselsäurepulver, während das nicht so feine Glaspulver die Erscheinung nur in geringerem Grade zeigt. Die auf dem Wege directer Beobachtung erlangten Zahlen für die Zeit, welche nöthig ist, damit die Spannung von 10 Volt auf 1 Volt zurückgehe, lassen die zuerst erwähnten kleineren Unterschiede wenig oder gar nicht erkennen, so dass man fast versucht ist, dieselben auf Rechnung der Beobachtungsfehler zu setzen. Auf

jeden Fall zeigt sich aber, dass bei Kieselsäurepulver eine stärkere Abnahme erfolgt.

Einem Einwande muss indessen hier noch begegnet werden, ehe zu allgemeinen Schlussfolgerungen übergegangen werden kann: Man könnte sagen, das abweichende Verhalten des Pulvers sei durch die besondere Beschaffenheit desselben bedingt. Da nämlich die einzelnen Pulvertheilchen gewissermassen Spitzen und Ecken darstellen, so müssen in Folge dessen Spitzenerscheinungen eintreten, d. h. die Electricität muss schneller entweichen, als ohne das Pulver. Dieser Einwand liegt sehr nahe und kann nur entkräftet werden, wenn gezeigt wird, dass bei Herstellung einer rauhen Oberfläche, ohne Fortfliegen einzelner Theilchen, die Erscheinungen, welche sich beim Pulver zeigen, nicht auftreten. Eine rauhe Oberfläche kann etwa hergestellt werden durch Auflegen von Schmirgelpapier oder dadurch, dass man auf die Platte kleine, spitze Glaskörperchen, welche vermöge ihrer Schwere nicht fortzufliegen vermögen, bringt, oder endlich dadurch, dass man mittels einer Feile rauh gemachte Metallstücke auf die Platte bringt. Ich habe diese Einzelheiten experimentell ausgeführt und in der That das Verhalten des Pulvers in keinem dieser Fälle wiederfinden können; übrigens spricht schon das verschiedene Verhalten des gröberen Glaspulvers und des feineren Kieselsäurepulvers für eine Abnahme der Spannung durch Substanzverlust. Ich will hier zum Belege noch zwei hierher gehörige Beobachtungsreihen anführen, wobei bemerkt sei, dass abwechselnd bei glatter und bei rauher Oberfläche beobachtet wurde. Es ergab sich, dass bei 10 Volt Anfangsspannung die Spannung auf 1 Volt zurückging; bei

glatter	rauher	glatter	rauher
		Oberfläche	
nach 3' 15"	3' 15"	3' 0"	3' 10"

Hiernach dürfte es wohl keinem Zweifel unterliegen, dass keine merkliche Spitzenwirkung zu constatiren war, sondern dass das Verhalten des Pulvers thatsächlich auf Substanzverlust zurückzuführen ist.

Suchen wir nun in die für die trockene Platte, für kaltes Wasser und Aether gewonnenen Beobachtungsreihen, welche, wie wir gesehen haben, eine gute Uebereinstimmung unter sich zeigen, eine Gesetzmässigkeit zu bringen.

Die Spannungen lassen sich leicht durch Curven darstellen, welche einen recht regelmässigen Verlauf und die Eigenthümlichkeit aufweisen, dass das Verhältniss eines Ausschlages zum darauf folgenden zwar kein constantes, aber ein constant abnehmendes ist, wenn man von grösseren Ausschlägen zu kleineren übergeht. Zu weiteren Schlussfolgerungen hierüber reichen die vorliegenden Beobachtungen nicht aus; auch würde eine Untersuchung ausserhalb des Rahmens dieser Arbeit liegen.

5. Allgemeine Schlussfolgerungen.

Aus den vorstehenden Versuchen lässt sich folgendes Resultat ableiten:

Wenn einem electrisirten Leiter Substanz entzogen wird, so erfolgt die Abnahme des Potentials merklich schneller, als ohne Substanzverlust, sofern die sich entfernende Substanz im Stande ist, Electricität mit sich zu führen, wie dies bei trockenen Pulvern der Fall ist. Es deutet also eine beschleunigte Abnahme des Potentials auf ein Mitführen von Electricität. Nun kann aber für verdampfende Flüssigkeiten, trotz des hierbei stattfindenden Substanzverlustes, keine schnellere Abnahme des Potentials constatirt werden, was zu dem Schlusse berechtigt, dass diese Dämpfe keinerlei Electricität mit sich führen.

Da dieses Resultat mit den Ergebnissen Blake's übereinstimmt und andererseits, wie wir ausführten, die Exner'schen Versuche wohl nicht als beweisend angesehen werden können für die Fortführung der Electricität durch die Dämpfe, so darf wohl mit Recht behauptet werden, dass die Exner'sche Theorie der Luftpotelectricität bisher der experimentellen Stütze entbehrt, wenngleich zugegeben werden muss, dass Beobachtungen in der Natur für einen Zusammenhang zwischen atmosphärischem Potentialgefälle und Wasserdampfgehalt der Luft sprechen.

Die vorstehende Untersuchung wurde im physikalischen Laboratorium der landwirthschaftlichen Hochschule unter Leitung des Herrn Professor Börnstein ausgeführt, welcher derselben stets das grösste Interesse entgegenbrachte. Auch an dieser Stelle möchte ich ihm daher meinen aufrichtigsten Dank aussprechen.

5. *Ueber Widerstandsmessungen von Electrolyten mit Wechselströmen durch das Dynamometer; von F. Kohlrausch.*

Bei Gelegenheit einer Discussion scheinbarer Uebergangswiderstände an den Electroden für Wechselströme¹⁾ leitet Hr. M. Wien ab, dass von meinen mit dem Sinusinductor und dem Dynamometer gefundenen Widerständen der Betrag 0,03 bis 0,05 Ohm abzuziehen sei und schliesst mit dem Satze: „Die Correction dürfte nur bei gut leitenden Flüssigkeiten bis zu einigen Promille ansteigen.“

So dankenswerth jene Schätzung des Uebergangswiderstandes ist, so würde doch Hr. M. Wien die letztere Bemerkung vermieden haben, wenn er die Arbeiten²⁾, auf welche dieselbe sich bezieht, auf die Richtigkeit seiner Behauptung geprüft hätte, wozu ich das Material, gerade um einer eventuellen Kritik willen, vollständig gegeben habe. Denn für seine Behauptung würde, wenn man das Wort „einige“ auch nur durch seinen kleinsten Werth, nämlich durch zwei, ersetzt, nothwendig sein, dass die beobachteten Flüssigkeitswiderstände bis auf etwa 20 Ohm hinuntergingen. Statt dessen kommen bei mir, bez. Grotrian und mir, als kleinste Widerstände solche um 50 Ohm herum vor, und selbst diese (mit bewusster

1) M. Wien, Wied. Ann. 58. p. 65. 1896. — Die Ursache der von Hrn. W. beobachteten Erscheinung betreffend wäre zu überlegen, ob nicht ein Zeitverlust bei der Wiedervereinigung der Ionen, möglicherweise mit deren Eindringen in die Electrode im Zusammenhang stehend, einen Rest von Polarisation bewirkt.

Dass meine Formel für das Zusammenwirken von Selbstinduction und Polarisation bei Sinusströmen (Pogg. Ann. 148. p. 149. 1873) einer Correction bedarf, ist mir übrigens schon lange bekannt. Vielleicht werden meine diesbezüglichen Beobachtungen einen Beitrag zu der von Hrn. Wien gefundenen interessanten Erscheinung liefern können.

2) F. K. u. Grotrian, Pogg. Ann. 154. p. 1. 1875; F. K. l. c. 159. p. 233. 1876; Wied. Ann. 6. p. 1. 1879.

Absicht) nur ganz ausnahmsweise¹⁾, nämlich etwa zu einem halben Dutzend unter 500 Beobachtungen, von denen die grosse Mehrzahl sich auf *Widerstände von über 100 Ohm* bezieht.

Hr. M. Wien hätte sagen dürfen: „Die Correction der K.'schen Beobachtungen bleibt auch in den fehlerhaftesten Fällen unter 1 Promille²⁾, in den bei weitem zahlreichsten unter $\frac{1}{2}$ Promille, Beträgen, welche kleiner sind, als der von K. von vornherein zugelassene Fehler, von denen ferner der letztere einem Temperaturfehler von etwa $\frac{1}{40}^{\circ}$ entspricht und schon aus diesem Grunde bedeutungslos war.“

Ob andere Beobachter grössere Fehler gemacht haben, ist mir nicht bekannt. Oft kann dies aber schon deswegen nicht vorgekommen sein, weil die Methode der Wechselströme erst durch das Telephon in allgemeinere Aufnahme gekommen ist und weil auf das Hörtelephon jene Fehler sich ja nicht beziehen.

Wenn ferner Hr. M. Wien seinem, in fetten Ziffern gesetzten Beispiele eines Widerstandes von 10 Ohm, der zwischen blanken Electroden von 10 cm² mit dem Dynamometer um 30 % falsch gemessen wird, die Worte „Kohlrausch'sche Methode“ zusetzt³⁾, so ist das nur eine unzutreffende Benennung; denn zu dem wunderlichen Gedanken, unter solchen Verhältnissen einen Widerstand messen zu wollen, kann ich unmöglich jemanden verführt haben, nachdem gleich bei dem ersten Versuche der Anwendung von Wechselströmen auf Electrolyte im Jahre 1868 *gerade Nippoldt und ich die grossen Fehler gefunden hatten, welche kleine Electroden bewirken.*⁴⁾

Auch nach dieser neuen Arbeit des Hrn. M. Wien darf ich, wie schon früher einmal, meine Befriedigung darüber aus-

1) Wie man bei einer Durchsicht der Zahlen sofort erkennen wird, nur dann, wenn bei der Untersuchung einer zusammenhängenden Reihe von Lösungen das Widerstandsgefäss nicht gewechselt werden sollte; denn dadurch würde mehr als $1\frac{1}{100}$ relative Unsicherheit entstanden sein.

2) Ausgeschlossen natürlich die Beobachtungen mit kleineren Electroden, für welche ich selbst ausdrücklich nur 1 Proc. Genauigkeit in Anspruch genommen hatte, weil diese „für viele Zwecke genügt“ (Wied. Ann. 6. p. 7. 1879).

3) M. Wien, l. c. p. 65.

4) F. K. u. Nippoldt, Pogg. Ann. 138. p. 297. 1869.

sprechen, dass die Verhältnisse, die ich im Anschluss an die erste theoretische Behandlung der Wechselströme in Electrolyten, auf Grund des Experimentes, als für die Widerstandsbestimmung ausreichend erachtet hatte, sich auch der durch Hrn. Wien weiter entwickelten Theorie gegenüber in dieser Eigenschaft vollständig bewähren.

Charlottenburg, Juni 1896.

Nachtrag.

In betreff des oben angezogenen, von Hrn. M. Wien gegebenen Beispiels einer Widerstandsbestimmung mit dem Dynamometer zwischen blanken Platinelectroden von 10 cm^2 bemerke ich nachträglich, dass eine solche Fehlerbestimmung nicht ganz neu ist, da ein ähnlicher Fall in der Literatur bereits vorliegt. Einen Vorwurf kann ich Hrn. Wien daraus, dass er dies übersehen hat, nicht machen, da mir eben dasselbe begegnet ist und da die Bestimmung noch dazu von mir selbst herrührt. Bd. 49 p. 241 dieser Annalen theilte ich bei einer Untersuchung von Fehlern bei der Widerstandsbestimmung mit Wechselströmen von der Schwingungszahl 85/sec mit, dass 7,3 Ohm zwischen blanken Platinelectroden von 10 cm^2 bestimmt einen Fehler von 25 Proc. zeigten, d. h. eine scheinbare Widerstandsvermehrung um 1,8 Ohm. Die Flüssigkeit war maximal leitende Schwefelsäure.

Die Umrechnung des Beispiels von Hrn. M. Wien auf diese Schwingungszahl und von Chlornatrium auf Schwefelsäure mit den von ihm p. 50 und 51 gegebenen Zahlen führt fast genau zu demselben Werth.

Charlottenburg, 3. Juli 1896.

6. Ueber eine dämpfende Wirkung des magnetischen Feldes auf rotirende Isolatoren; von William Duane.

(Im Auszuge veröffentlicht in den Berichten der Berliner Akademie,
23. April 1896.)

§ 1. Bei der Beobachtung der Schwingungen, welche Stücke aus isolirenden Substanzen zwischen den Polen eines verticalen Electromagneten ausführten, bemerkte ich, dass die Dämpfung der Schwingungen zunahm, wenn der Electromagnet erregt wurde. Die Erscheinung trat zuerst bei einem Versuch mit einer Glasscheibe (Dicke 0,28 cm, Durchmesser 4,1 cm) auf. Ein Glasrohr (Durchmesser 0,35 cm, Länge 20 cm) wurde im Mittelpunkt der Scheibe senkrecht zu ihr befestigt, wie Fig. 1 zeigt. Das Rohr wurde an zwei

Seidenfäden AD und CE aufgehängt, und zwar so, dass die Scheibe zwischen den Halbankern des Electromagneten lag. Die Axe AC war vertical, und die Kraftlinien liefen horizontal. Nun konnte man die Scheibe um die Axe AC oscilliren lassen. Die Dämpfung der Schwingungen liess sich leicht bestimmen, und war jedesmal

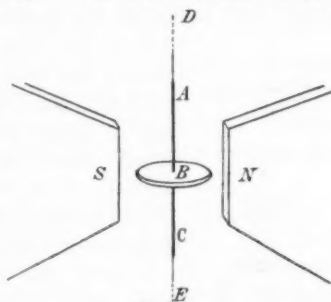


Fig. 1.

größer, wenn der Electromagnet erregt war, als wenn er nicht erregt war. Zuerst wurden die Schwingungsamplituden an Linien, die auf die Scheibe gezeichnet waren, beobachtet. Obgleich dies keine genaue Beobachtungsmethode ist, so war die Vergrößerung der Dämpfung doch ganz bestimmt ausgesprochen, und in keinem Falle blieb sie aus. Dasselbe Resultat ergab ein anderer Versuch, bei welchem ein Glaszylinder (Durchmesser 3 cm, Länge 1,2 cm) an drei Seidenfäden aufgehängt wurde,

wie Fig. 2 zeigt. Cylinder aus Schwefel, Hartgummi, Paraffin und Quarz zeigten dieselbe Erscheinung. Die benutzten Schwefel-, Quarz- und Paraffincylinder waren diamagnetisch. Ich habe weiter mit Glaszylindern gearbeitet, von denen einige para-

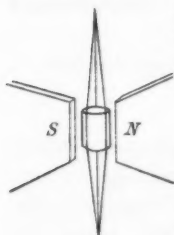


Fig. 2.

magnetisch und andere diamagnetisch waren. Die durch Erregung des Electromagneten bewirkte Zunahme der Dämpfung war von derselben Größenordnung, mochte die Substanz dia- oder paramagnetisch sein.

§ 2. Die Erscheinung tritt nicht auf, wenn der Isolator sich im Felde bewegt, ohne sich zu drehen. Dies geht aus folgendem Versuch hervor, den ich in Amerika gemacht habe. Zwei Streifchen von Glas (Länge 20 cm, Breite 1 cm, Dicke 0,2 cm) wurden bifilar an den Armen einer sehr empfindlichen Wage aufgehängt und zwar so, dass sie zwischen den Polen eines grossen Electromagneten schwingen konnten. Die Polflächen des Magneten hatten eine Grösse von 25 qcm. Die Kraftlinien liefen horizontal, d. h. senkrecht zur Richtung der Bewegung. Das Feld

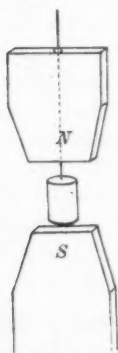


Fig. 3.

war in der Nähe der Glasstücke sehr gleichförmig und seine Stärke betrug ungefähr 8000 (C.G.S.). Die Dämpfung, jedesmal hergeleitet aus 10' langer Beobachtung der Schwingungen, wurde durch Erregung des Feldes nicht geändert. Hrn. Prof. Trowbridge bin ich für die Ueberlassung der zu diesem Versuche gebrauchten Apparate zu Dank verpflichtet.

§ 3. Die Erscheinung tritt auch nicht auf, wenn die Axe des Cylinders parallel zu den Kraftlinien liegt. Um dies nachzuweisen, wurde der Electromagnet so umgekehrt, dass die Kraftlinien vertical liefen. Ein Paraffincylinder wurde am Ende eines dünnen Glasrohres befestigt und zwischen den Polen aufgehängt, wie Fig. 3 zeigt. Das Glasrohr befand sich in einer durch den Halbanker geführten Bohrung. In diesem Falle wurde die Dämpfung durch Erregung des Feldes nicht geändert.

§ 4. Als denkbare Ursachen der beschriebenen Thatsachen

erscheinen folgende: a. eine Wirkung des Magnetfeldes auf die Fäden; b. eine Wirkung des Magnetfeldes auf die Luftreibung; c. eine electrostatische Wirkung der freien Electricität, welche von dem Strome in den Windungen des Electromagneten herrührt; d. Inductionsströme, welche das Magnetfeld in dem durch dasselbe bewegten Cylinder erzeugt; e. eine bisher unbekannte Wirkung des Magnetfeldes auf den Cylinder selbst.

§ 5. Die Erscheinung entsteht nicht durch eine Wirkung auf die Aufhängefäden. Denn hebt man das aufgehängte System, bis der Cylinder ausserhalb des stärkeren Theils des Feldes zu liegen kommt, aber die Fäden noch im Felde bleiben, so tritt die Erscheinung nicht ein. Es wird auch unten gezeigt werden, dass keine Aenderung in der Grösse der Dämpfungsvermehrung eintritt, wenn man den Cylinder an anderen Fäden, z. B. an einem Platindraht, oder einem Quarzfaden aufhängt.

§ 6. Die Erscheinung entsteht auch nicht durch eine Wirkung des Magnetfeldes auf die Luftreibung. Ein Paraffincylinder wurde an zwei Fäden in einem Glasrohr aufgehängt, welches an beiden Enden geschlossen und mit einer Wasserpumpe verbunden war. Auf diese Weise liess sich der Druck der Luft auf ungefähr 20 mm Quecksilber erniedrigen. Als nun der in § 1 beschriebene Versuch bei verkleinertem Druck wiederholt wurde, zeigte sich eine Zunahme der Dämpfung durch das Feld um denselben Werth wie bei atmosphärischem Druck.

§ 7. Um zu prüfen, ob die fragliche Erscheinung von electrostatischen Kräften herrührt, machte ich den Versuch des § 1 mit der Abänderung, dass ich den schwingenden Paraffincylinder in der Mitte eines zur Erde abgeleiteten Messingrohres aufhing. Das Rohr war an beiden Enden geschlossen. Der Suspensionsfaden war durch ein kleines Loch in der am oberen Ende des Rohrs befindlichen Abschlussplatte hindurchgeführt. Es ergab sich, dass die Dämpfungsänderung durch Erregung des Electromagneten innerhalb der zur Erde abgeleiteten Metallhülle ebenso wie früher auftrat, also nicht von electrostatischen Kräften herrührt. Der in der Atmosphäre befindliche Wasserdampf hat auch keinen Einfluss auf die Erscheinung. Nach einer viel genaueren, weiter unten beschrie-

benen Methode bestimmte ich das logarithmische Decrement der Schwingungen, während der schwingende Cylinder sich in einem fast geschlossenen Glasrohr bewegte, und fand, dass der fragliche Effect ungeändert blieb, wenn die Luft durch etwas auf den Boden des Glasrohres gebrachtes Phosphorpentoxyd getrocknet wurde.

§ 8. Die Ursache der Erscheinung kann nicht eine Wirkung von Inductionsströmen sein, welche im Cylinder durch seine Bewegung im Felde erzeugt werden. Wenn ein senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes gehaltener gerader Leiter sich mit der Geschwindigkeit v in einer Richtung senkrecht zu seiner Länge und senkrecht zu den Kraftlinien durch das Feld hindurch bewegt, so wirkt auf ihn nach seiner Längsrichtung die electricische Kraft Nv , wo N die Feldstärke bedeutet. Wendet man dieses auf den Versuchscylinder an, um den Maximalwerth der dämpfenden Kraft zu finden, welche im Cylinder stattfindet, so ist der erzeugte Strom kleiner als $qkNv$, wo q den Querschnitt, k das specifische Leitungsvermögen des Cylinders und v die lineare Geschwindigkeit der Mantelfläche bedeutet. Das auf den Cylinder ausgeübte Drehungsmoment ist kleiner als $qklN^2R^2w$, wo l die Länge, R den Radius des Cylinders, w die Winkelgeschwindigkeit bedeutet. Die hervorgebrachte Dämpfung ε (vgl. § 13) ist, wenn J das Trägheitsmoment bezüglich der Axe ist, kleiner als

$$\frac{l q k N^2 R^2}{J} \\ = \frac{l q k N^2 R^2}{q l \sigma R^2} = \frac{k N^2}{\sigma},$$

wo σ die Dichte des Cylinders ist. Für eine Substanz, welche die Dichte des Paraffins (0,9) und das specifische Leitungsvermögen des destillirten Wassers (etwa 10^{-10} bezüglich des Quecksilbers) besässe, wäre $\sigma = 0,9$, $k = 10630 \cdot 10^{-19}$, woraus mit $N = 4500$ C.G.S. $\varepsilon = 23,9 \cdot 10^{-10}$. Für Paraffin ergab das Experiment $\varepsilon > 10^{-3}$, also einen über 10^6 mal grösseren Werth (§ 16).

§ 9. Da nach dem Vorstehenden die beobachtete Erscheinung auf einer bisher nicht bemerkten Wirkung zu beruhen scheint, welche auf Isolatoren im magnetischen Felde ausgeübt wird, so habe ich genauere Messungen über die Er-

scheinung angestellt. Ein Paraffencylinder (Durchmesser 2,5 cm, Länge 2,0 cm) wurde am Ende eines dünnen Glasrohres (Länge 15 cm, Durchmesser 0,1 cm) BC (Fig. 4) befestigt, und dieses System an einem Platindraht CD aufgehängt, sodass der Cylinder zwischen den Polen des Magneten lag. Zum Schutz gegen Luftströmungen befand sich der Cylinder in einem unten geschlossenen Glasrohre DE (Länge 50 cm, Durchmesser 3,2 cm). Die drehende Bewegung des Cylinders wurde durch Spiegel, Scala und Fernrohr beobachtet. Der Spiegel S war an dem dünnen Glasrohr BC angebracht. Der ganze Apparat wurde von Holzstützen getragen, welche in der Figur nicht gezeichnet sind.

§ 10. Um zunächst zu prüfen, ob das Silber des Spiegels oder der metallische Draht eine Wirkung auf die Bewegung des Cylinders ausübe, wurde der Paraffencylinder in dem Punkt C des Glasrohres über dem Spiegel befestigt; der Rest des Apparats blieb unverändert. In diesem Falle befand sich also der Cylinder in einem ausserordentlich schwachen Magnetfeld. Die logarithmischen Decremente wurden vor und nach Erregung des Magnetfeldes sorgfältig bestimmt und ergaben sich innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler gleich. Auf die metallischen Theile des Systems übt daher das Magnetfeld keine merkliche Dämpfung aus. In allen Fällen wurde die Ebene des Spiegels ungefähr senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien gestellt, damit die Dämpfung durch Inductionsströme so klein als möglich sei.

§ 11. Die erste Frage ist nun die, ob die Dämpfung im Feld ein constantes und von der Amplitude unabhängiges logarithmisches Decrement hat. Beobachtungen mit mehreren verschiedenen Cylindern zeigten, dass ohne Erregung des Magneten das logarithmische Decrement innerhalb der Fehlergrenzen für verschieden grosse Amplituden stets dasselbe war. Für den anderen Fall, d. h. im magnetischen Feld, ist im allgemeinen das logarithmische Decrement nicht vollkommen

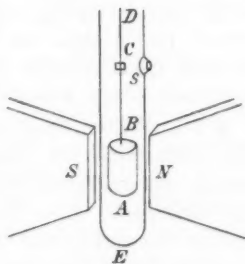


Fig. 4.

unabhängig von der Amplitude, sondern die Versuche ergaben, dass es mit abnehmender Amplitude um einen sehr geringen Betrag kleiner wird. Diese Abnahme ist in den meisten Fällen jedoch zu klein, um eine genaue Messung zu ermöglichen. Eine Zunahme des logarithmischen Decrements mit abnehmender Amplitude hat sich niemals ergeben.

§ 12. Diese Thatsache beweist, dass die Dämpfung nicht eine Wirkung der magnetischen Coercitivkraft sein kann, d. h. eine Wirkung einer permanenten Magnetisirung, entweder des isolirenden Stoffes selbst, oder darin enthaltener Eisentheilchen. Wäre die Erscheinung eine Wirkung der Coercitivkraft, so würde die Dämpfung des Magnetfeldes grösser bei kleinen Amplituden als bei grossen sein, gerade so wie bei den Versuchen, die Himstedt in seiner Abhandlung: „Ueber die Dämpfung schwingender Magnete durch Eisenplatten“ beschrieben hat.¹⁾ Auch habe ich bei dem von mir benutzten Quarzcyylinder (§ 17) keinen permanenten Magnetismus beobachten können.²⁾

§ 13. Weiter fragt es sich, wie die von dem Felde bewirkte Dämpfung von der Stärke des Feldes abhängt. Zur Messung der relativen Feldstärke machte ich von der Thatsache Gebrauch, dass das Feld eine kleine Ablenkung des Cylinders hervorbrachte, welche jedenfalls durch mangelnde Symmetrie bezüglich der Drehungsaxe und die geringe Unhomogenität des Feldes bedingt war. Die grösste Ablenkung durch das Feld findet dann statt, wenn die Richtung im Cylinder, welche sich in die Kraftlinien des Feldes einzustellen sucht, senkrecht auf den Kraftlinien steht, und in diesem Falle wird bei der kleinen gebrauchten Ablenkung die Schwingungsdauer durch das Feld nicht merklich geändert. In den folgenden Versuchen wurde dieser Bedingung genügt, und daher darf man annehmen, dass die Ablenkungen dem Quadrat der Feldstärke proportional sind. Es wurde nun in der § 9 beschriebenen Weise für einen Paraffincyylinder (Radius 1,25 cm, Länge 2 cm) bei verschiedenen Feldstärken Dämpfung sowohl

1) Himstedt, Wied. Ann. 14. p. 483. 1881.

2) Tumilr, Sitzber. d. k. Akad. d. Wissensch. Wien 91. (2) p. 302. 1885; Wied. Ann. 27. p. 193. 1886.

wie Ablenkung (A) gemessen. Im Folgenden ist stets mit ε das natürliche logarithmische Decrement getheilt durch die Halbschwingungsdauer bezeichnet, d. h. die Constante ε in der bekannten Gleichung

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\varepsilon t} \cos \sqrt{n^2 - \varepsilon^2} t,$$

durch ε_m und ε_0 die ε -werthe mit und ohne Feld, durch $\varepsilon_f = \varepsilon_m - \varepsilon_0$ der vom Felde herrührende ε -werth. Die Versuchsergebnisse sind in der folgenden Tabelle enthalten, in welcher auch die Quotienten ε_f / A verzeichnet sind.

ε_m (mit Feld)	ε_0 (ohne Feld)	$\varepsilon_f =$ ($\varepsilon_m - \varepsilon_0$)	A (Ablenkung)	ε_f / A
0,00573	0,00372	0,00201	9,02	$2,21 \times 10^{-4}$
0,00527	0,00362	0,00165	7,81	$2,10 \times 10^{-4}$
0,00492	0,00353	0,00139	6,87	$2,02 \times 10^{-4}$
0,00457	0,00336	0,00121	5,77	$2,10 \times 10^{-4}$

Da ein Fehler von 0,1 Proc. in dem Verhältniss zwischen zwei aufeinander folgenden Amplituden einen Fehler von 5 Proc. in ε_f hervorbringt, so ist ε_f / A innerhalb der Beobachtungsfehler constant und ε_f proportional mit A , also proportional mit H^2 , dem Quadrat der Feldstärke.

§ 14. Von der Temperatur habe ich die Felddämpfung zwischen 12° und 33° unabhängig gefunden. ε_m und ε_0 nahmen nach bekannten Gesetzen mit steigender Temperatur zu, aber die Differenz $\varepsilon_f = \varepsilon_m - \varepsilon_0$ blieb innerhalb der Fehlergrenzen constant.

§ 15. Nehmen wir nach § 11 an, dass die Felddämpfung ein von der Amplitude unabhängiges logarithmisches Decrement habe, so ist die Bewegungsgleichung des Cylinders unter der Einwirkung der Felddämpfung und einen Directionsmomentes D

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + b^2 \frac{d \varphi}{dt} + D \varphi = 0,$$

wo J das Trägheitsmoment des Cylinders bedeutet.

Wenn nun die Wirkung auf das Innere stattfindet so, dass das auf einen Theil des Cylinders wirkende dämpfende Moment dem magnetischen Moment dieses Theils proportional ist, dann würde b^2 mit der Masse m des Cylinders, und, da $J = m r^2 / 2$ ist, ε_f mit $1 / r^2$ proportional und unabhängig von der Länge sein.

§ 16. Erstens wurden zwei Cylinder aus Paraffin von demselben Radius gegossen; der eine Cylinder war doppelt so lang als der andere. ϵ_f ergab sich für die Cylinder innerhalb der Versuchsfehler gleich. Zweitens wurden Paraffincylinder von verschiedenem Halbmesser untersucht. Der kleinste Cylinder (Radius 0,32 cm) war 1,65 cm, die übrigen 2 cm lang, jener wurde an einem Quarzfaden, diese wurden an Platindrähten aufgehängt. Die folgende Tabelle enthält die Resultate der Versuche mit Cylindern, die aus demselben Paraffinstück hergestellt waren, für eine constante Feldstärke, welche nicht gemessen worden ist.

Radius des Cylinders	ϵ_m (mit Feld.)	ϵ_0 (ohne Feld.)	$\epsilon_f =$ ($\epsilon_m - \epsilon_0$)	$r^2 \epsilon_f$
1,45	0,00579	0,00472	0,00107	$2,22 \times 10^{-3}$
1,25	0,00456	0,00328	0,00128	$2,00 \times 10^{-3}$
1,00	0,00577	0,00365	0,00212	$2,12 \times 10^{-3}$
0,77	0,00867	0,00525	0,00342	$2,02 \times 10^{-3}$

Die in der letzten Columnne verzeichneten Werthe des Productes $r^2 \epsilon_f$ weichen von ihrem Mittelwerth nicht um mehr als um die Versuchsfehler ab.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate von Versuchen bei einer anderen Feldstärke und für Cylinder aus einem anderen Paraffinstück. Die Werthe der Grösse $r^2 \epsilon_f$ weichen hier von ihrem Mittelwerth 0,00102 um nicht mehr als 8 Proc. ab. Abweichungen von derselben Grösse ergaben verschiedene Versuche mit demselben Cylinder.

Radius des Cylinders	ϵ_m (mit Feld.)	ϵ_0 (ohne Feld.)	$\epsilon_f =$ ($\epsilon_m - \epsilon_0$)	$r^2 \epsilon_f$
1,24	0,00283	0,00213	0,00070	$1,06 \times 10^{-3}$
1,02	0,00341	0,00239	0,00102	$1,07 \times 10^{-3}$
0,32	0,02047	0,01155	0,00892	$0,95 \times 10^{-3}$

Die Feldstärke betrug bei den Versuchen der letzten Tabelle 4500 absolute electromagnetische Einheiten. Im Falle des kleinsten Cylinders war das Trägheitsmoment des Spiegels gegen das des Cylinders nicht ganz zu vernachlässigen. Die kleine hieraus hervorgehende Correction von einigen Procenten in dem Werthe des Productes $r^2 \epsilon_f$ ist in der Tabelle angebracht. Die beiden Tabellen zeigen, dass ϵ_f innerhalb der

Fehlergrenzen umgekehrt proportional dem Quadrat des Radius des Cylinders ist, was mit der Annahme des § 15 übereinstimmt.

§ 17. Die folgende Tabelle enthält die Werthe von $r^2 \cdot \epsilon_f$ für Schwefel, paramagnetisches Glas, Quarz und Paraffin, reducirt auf die Feldstärke 4500 C. G. S. Die Axe des Quarz-cylinders fiel mit der optischen Axe zusammen.

Substanz des Cylinders	Radius des Cylinders	ϵ_m (mit Feld.)	ϵ_0 (ohne Feld.)	$\epsilon_f =$ $\epsilon_m - \epsilon_0$	Feld stärke	Product $r^2 \epsilon_f$ (red. auf Feld- stärke 4500)
Schwefel	1,08	0,01016	0,00137	0,00879	4500	$10,25 \times 10^{-3}$
Quarz	1,25	0,00170	0,00064	0,00106	4600	$1,59 \times 10^{-3}$
Paraffin	1,02	0,00341	0,00239	0,00102	4500	$1,06 \times 10^{-3}$
Glas	0,88	0,00208	0,00134	0,00074	4800	$0,51 \times 10^{-3}$

Die Amplitude der Schwingungen betrug nicht mehr als 0,07 in Bogenmaass.

Ich habe noch einen Versuch mit venetianischem Terpentin gemacht. Die Substanz befand sich in einem 2,3 cm langen, 1 cm weiten Reagenzglase, und der Werth ϵ_f wurde zuerst für das leere, dann für das volle Gefäss bestimmt.

	ϵ_m (mit Feld.)	ϵ_0 (ohne Feld.)	$\epsilon_f =$ $(\epsilon_m - \epsilon_0)$	Feld- stärke
Leeres Gefäss	0,00276	0,00255	0,00021	4500
Volles Gefäss	0,00485	0,00149	0,00336	4500

Aus diesen Zahlen geht hervor, dass die Wirkung auch im venetianischen Terpentin auftritt; da aber die Masse nicht cylindrische Gestalt hatte, so liess sich die Grösse $r^2 \epsilon_f$ nicht genau berechnen. Sie ist aber hier von derselben Grössenordnung wie bei den anderen Substanzen.

§ 18. Die Thatsache, welche aus den mitgetheilten Versuchen hervorgeht, lässt sich kurz dahin beschreiben, dass auf einen im magnetischen Felde um eine senkrecht zu den Kraftlinien stehende Axe sich drehenden Isolator eine der Winkelgeschwindigkeit entgegengesetzte und ihr nahe proportionale dämpfende Kraft ausgeübt wird.

Ist nun der Isolator paramagnetisch, so würde eine derartige Wirkung aus der Annahme erklärt werden können, dass die magnetische Axe des Isolators nicht mit der magnetischen

Kraft des Feldes zusammenfällt, sondern gegen sie im Sinne der Drehung verschoben ist. Eine etwas allgemeinere zur Erklärung hinreichende Annahme wäre die, dass für einen ruhenden Isolator der inducirte Magnetismus nach Aufhören der magnetischen Kraft nicht sofort, sondern nach messbarer Zeit verschwindet. Verschwindet er sehr schnell, so ergibt sich die beobachtete Proportionalität der dämpfenden Kraft mit der Geschwindigkeit.

Für einen diamagnetischen Isolator mit wahrer diamagnetischer Polarität würde sich aus der entsprechenden Annahme eine die Drehung beschleunigende Kraft ergeben. Indessen enthält nach verschiedenen Theorien des Diamagnetismus¹⁾ auch ein diamagnetischer Körper paramagnetische Polarität. Nach solchen Theorien erscheint die Anwendung der gegebenen Erklärung auch auf diamagnetische Körper möglich.

Hrn. Prof. Warburg danke ich bestens für das Interesse, welches er meiner Arbeit entgegengebracht, und für die vielen Vorschläge, welche er mir gemacht hat; ebenso danke ich Hrn. Prof. Rubens für die Liebenswürdigkeit, mit der er mir sehr oft seine eigenen Apparate zur Verfügung gestellt hat.

Berlin, Physikalisches Institut.

1) Maxwell, *Electr. and Magn.* 11. Cap. 22. § 838. 1892.

7. *Versuche über magnetisch weiche und harte Körper; von Alfons Kohn.*

Einleitung.

In seiner „Einführung in die Maxwell'sche Theorie der Electricität“¹⁾ entwickelt Föppl zur Erklärung des remanenten resp. permanenten Magnetismus eine Theorie beruhend auf einer Unterscheidung von magnetisch weichen und magnetisch harten Körpern. Er versteht unter den ersteren, den magnetisch weichen, Körper, für die sich unter Voraussetzung electrischen Gleichgewichts die magnetische Kraft \mathfrak{H} von einem Potential ableiten lässt oder $\text{curl } \mathfrak{H} = 0$ ist, in denen also keine Wirbel von \mathfrak{H} auftreten, unter magnetisch harten solche, bei denen das nicht der Fall ist. Auf Grund dieser Annahme erklärt er dann die Vorgänge in einem Magnetfeld folgendermaassen:

Es werde in einem von magnetischen Kraft- und Inductionslinien freien Raume ein electrischer Strom geschlossen, so gehen vom Leiter Inductionslinien aus, die durch neue, aus ihm quellende erweitert werden und sich im Raume ausbreiten, bis ein Beharrungszustand eintritt, den die Gleichungen

$$\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}, \quad \text{div } \mathfrak{B} = 0, \quad \text{curl } \mathfrak{H} = 0$$

für die nur mit magnetisch weichen Körpern erfüllten Raumtheile charakterisiren. Dabei bedeutet $\text{div } \mathfrak{B} = 0$, dass weder eine Quelle, noch eine Versickerung des Inductionsflusses auftritt, also die Continuitätsgleichung; man kann diese Gleichung auch als das Differentialgesetz der longitudinalen, die dritte als das der transversalen Fortpflanzung der Inductionslinien ansehen.

Trifft das entstehende Feld auf absolut weiches Eisen, so kommt nur die Aenderung der Permeabilität μ in Betracht und modificirt die beiden ersten Gleichungen so, dass sie eine

1) p. 130 und 131, 204—212.

Verdichtung der Inductionslinien im Eisen ausdrücken. Beim Auftreffen auf magnetisch harte Körper werden aber die Inductionslinien in ihrer Ausbreitung aufgehalten und ein durch die folgenden stets verstärkter $\text{curl } \mathfrak{H}$ auf der Oberfläche oder im Innern des absolut harten Körpers gebildet. Einem solchen kommt am nächsten Stahl, der die Inductionslinien eines schwachen Feldes aufhalten kann, während die eines wachsenden Feldes in immer tiefere Schichten eindringen; jedenfalls erträgt der Stahl überall einen bestimmten Wert von $\text{curl } \mathfrak{H}$ und hindert oder beschränkt wenigstens die transversale Fortpflanzung des Feldes und zwar hängt der Grad dieser Beschränkung ab: von der Art des Kraftfeldes, der magnetischen Härte und den Querschnittsdimensionen des Stahls. Das bisher unbekannte Gesetz dieser Abhängigkeit lässt sich wohl durch Beobachtung der „Schirmwirkungen“ finden: indem ein Rohr aus absolut weichem Eisen die Kraftlinien eines coaxialen Leiters ungehindert in den Raum treten lässt, ein Rohr aus magnetisch absolut hartem Material sie jedoch vollkommen zurückhält.

Bereits viel früher hat Stefan¹⁾ in Bezug auf das Verhalten eines Rohres aus weichem Eisen dieselbe Behauptung aufgestellt und den Vorgang dadurch erklärt, dass infolge der Anordnung der Elementarmagnete in geschlossenen Kreisen keine magnetischen Massen frei werden, welche die Fernwirkung des Leiters verändern könnten. Dabei erwähnte er auch, dass dies nach Versuchen von W. Siemens angenähert noch für einen von einem Eisenrohr umgebenen Kreisleiter gilt.

Um diese von Stefan und Föppl aufgestellten Behauptungen zusammenfassend zu prüfen, unternahm ich die im folgenden beschriebenen „Versuche über magnetisch weiche und harte Körper“.²⁾

1) Wien. Ber. 85. p. 622 und 624. 1882.

2) Nach Vollendung dieser Abhandlung wurde von Hrn. P. Beck unter dem Titel „Theorie des remanenten Magnetismus von Föppl“ (Wied. Ann. 57. p. 464 u. flg. 1896) eine Arbeit veröffentlicht, die sich im allgemeinen mit demselben Gegenstand beschäftigt, wie die vorliegende. Das abweichende Resultat, zu dem Beck gelangt, ist wohl von vornherein bei einer Vergleichung der beiden Versuchsanordnungen er-

Versuchsanordnung.

Bei meinen Versuchen ging ich von folgenden Gesichtspunkten aus:

Als Kraftfeld für die Untersuchungen wurde natürlich das eines geradlinigen Leiters gewählt, nicht sowohl aus dem Grunde, dass Stefan und Föppl darauf hinwiesen, sondern schon deshalb, weil die Beschaffenheit gerade dieses Feldes von vornherein bekannt ist, indem die Kraftlinien desselben coucentrische Kreise sind, deren Ebenen auf der Leiteraxe senkrecht stehen, und seine Intensität im umgekehrten Verhältniss zur Entfernung von der Strombahn steht (das Biot-Savart'sche Gesetz).

Damit ergab sich auch bald die Form der nöthigen Stahl- resp. Eisenmasse: nämlich die eines Rohres, dessen Axe mit der des Stromleiters zusammenfällt; diese Form wurde auch durch die Bedingung erfordert, dass kein Inductionsfluss von der zu untersuchenden Eisen- resp. Stahlmasse während des Versuches ausgehen und das ursprüngliche Feld beeinflussen durfte. Dabei war es unumgänglich nothwendig zur Vermeidung störender Streuung und Uebergangswiderstände Röhren ohne Naht zu verwenden.

Demnächst kam die Methode der Messung des Feldes in Betracht: die magnetometrische Methode war zu verwerfen wegen der Störungen durch den vom Magneten des Magnetometers ausgehenden Inductionsfluss. Es wurde also die allein einwandfreie Methode gewählt, den durch das Magnetfeld in einer Spule (Abtastspule) inducirten Strom zu messen, wie es auch Föppl vorgeschlagen hat. Beim Erzeugen dieses Inductionsstromes durch Schliessen resp. Oeffnen des Primärstromes wäre jedoch, wenigstens bei übergeschobenem Versuchrohr, nur die Stärke des entstehenden resp. verschwindenden Feldes gemessen worden und die zu findende Erscheinung zum mindesten sehr undeutlich hervorgetreten, wie es sich auch

klärt, in Kürze sei hier nur noch auf die Hauptsachen hingewiesen: Hr. Beck erzeugte den Inductionsstrom durch Umkehren des primären Stromes und wählte als Verhältniss der Spulen- zur Rohrlänge 1:1. Welchen Einfluss eine derartige Anordnung auf die Beobachtungsergebnisse hat, ist in den folgenden „Versuchsanordnung“ und „Fehlerquellen“ überschriebenen Abschnitten betont.

durch Versuche bestätigte. Es musste also durch Drehen der Spule um 180° und zwar um ihre zum Stromleiter parallele Axe der Inductionsstrom hervorgerufen werden. Dabei hätte, zumal nur sehr schwache Primärströme angewendet werden durften, der Erdmagnetismus einen um das Vielfache stärkeren Strom in der Spule inducirt und es musste daher zur Vermeidung dieses Uebelstandes die ganze Versuchsanordnung,



Fig. 1.

d. h. der Stromleiter, das Eisen- oder Stahlrohr und die Axe der Spule in die Inclinationsrichtung gebracht werden. Zur Messung des Inductionsstromes endlich kam, als empfindlichste, nur die ballistische Methode in Betracht.

Als magnetisch weiche Körper wählte ich: Eisenchloridlösung und Schmiedeeisen, als magnetisch harte: Tiegelstahl und Martinstahl zu den Versuchen.

Diese Erwägungen bedingten die endgültige Anordnung des Versuchsapparates, wie ihn die Abbildung (Fig. 1) zeigt. Auf einer Grundplatte (a), die man in ihrer Mitte um eine

in der Tischplatte senkrecht befestigte Axe drehen und mit einer Schraubenmutter auf dieser fixiren konnte, war eine zweite Platte (b) mit Scharniren befestigt und durch zwei Stützen schräg gestellt, die mit Messingblechstreifen und -Schrauben bis auf Bruchtheile eines Millimeters genau zu verschieben und dann auf der Grundplatte (a) festzuklemmen waren, so dass eine Verschiebung der Platte (b) nach den drei Coordinatenaxen ermöglicht war. Auf diesem Unterbau wurde das Gestell für die Versuchsröhren und den Stromleiter, sowie das für die Abtastspule montirt.

Der Rahmen der Spule bestand aus vier Stücken harten Holzes, deren Faserrichtungen abwechselnd auf einander senkrecht standen, um ein Werfen oder Reissen des Kernes zu verhüten, und war durch zwei Wände abgeschlossen. Die Dimensionen des an den Enden mit einem Radius von 10 mm abgerundeten Rahmens waren:

Länge	200,7 mm.	Breite ohne Wände	20,0 mm.
Höhe	20,1 „	„ mit Wänden	24,0 „
Umfang	427,2 „		

Darauf wurden zwei Wickelungen von je vier Lagen mit durchschnittlich 59 resp. 55 Windungen gebracht, die innere von Draht mit 0,25 mm Querschnitt (des blanken Drahtes) hatte 43,4 Ω Widerstand, die äussere von Draht mit 0,18 mm Querschnitt (des blanken Drahtes) hatte 67,3 Ω Widerstand, also betrug der Widerstand der ganzen Abtastspule, da beide Wickelungen hintereinandergeschaltet wurden, 110,7 Ω . Jede Lage des mit Seide umspinnenen Drahtes ward noch zur sichrern Isolation mit Schellack gestrichen. Die vier Enden der beiden Wickelungen waren auf vier an der einen Wand des Rahmens befestigten Messingplättchen mit Drahtlocken verlöthet, die zu Klemmschrauben auf dem Gestell der Spule führten. Beide Enden des Rahmens trugen Messingbügel, in deren einem eine Kurbel, im andern ein rechtwinklig gebogener, starker Messingdraht genau centrisch eingelassen war, die in einer zur Wickelungsebene senkrechten Ebene lagen und zum Umlegen resp. zum Anschlag dienten. Das Gestell der Spule bestand aus einem an den Schmalseiten abgeschrägten Brette, auf dem die eben erwähnten vier Klemmschrauben mit den Wickelungsenden sassen und in das zwei Träger einge-

zapft waren; am oberen Ende der letzteren befanden sich die durch Vor- und Zurückdrehen regulirbaren Anschläge (Schrauben) und je ein Einschnitt, in dem die Spule resp. die Kurbel und der gebogene Draht ruhten, an ihrem Fusse wurden genau senkrecht unter der Spulenaxe je eine Marke eingelassen. Das Brett sammt Trägern liess sich auf einer auf dem Unterbau (Platte *b*) befestigten Platte in zwei Führungsleisten verschieben, die der Abschrägung des Brettes genau entsprechend abgehobelt waren und Millimeterscalen trugen; auf letzteren liess sich die Verschiebung der Spule durch die an den Trägern befestigten Marken ablesen. Mit Hülfe der Regulirung des Anschlages konnte man es erreichen, dass beim Umlegen der Spule in dem einen und anderen Sinne, ein constantes Feld natürlich vorausgesetzt, ein gleich starker Inductionsstrom hervorgerufen wurde. Die Form der Spule selbst sollte die Bedingung erfüllen, in dem gegebenen Falle eine möglichst grosse Zahl Kraftlinien beim Umlegen zu schneiden. Eine Vergrösserung der Länge hätte eine weitere bedeutende Verlängerung der Versuchsröhren erfordert zur Vermeidung der störenden Randwirkungen, auf die später noch ausführlicher eingegangen wird. Die Querdimensionen der Spule endlich wurden so gewählt, dass alle Theile der Windungen in den stärksten Theil des Feldes, d. i. möglichst nahe an den Leiter oder das Versuchsrohr gebracht werden konnten, dabei aber die Fläche der Spule nicht zu sehr verkleinert wurde.

Der Inductionsstrom wurde von den Klemmen am Gestell der Spule zu einem astatischen Galvanometer von du Bois und Rubens geleitet, dessen Spiegel von der Scala am Fernrohr 1500 Scalentheile entfernt war; es wurde das leichteste der drei vorhandenen Magnetsysteme benutzt und das Galvanometer auf 14" Schwingungsdauer (einer doppelten Schwingung) astasirt; der Widerstand der vier hintereinander geschalteten Galvanometerrollen betrug $4 \cdot 20 = 80 \Omega$. Alle blanken Verbindungs- und Löthstellen in diesem secundären Stromkreise mussten zur Vermeidung von Thermoströmen sorgfältig mit Filz umhüllt werden.

Unmittelbar neben der Platte des Spulengestelles wurde an dieser und auf dem Unterbau (Platte *b*) das Stativ zum Tragen des Stromleiters und der Versuchsröhre befestigt. Es

bestand aus einer Holzleiste mit rechteckigem Querschnitt und von 190 cm Länge, auf der vier mit Messingschneiden versehene Träger standen: zwei an den Enden und zwei je 15 cm von der Mitte der Leiste entfernt. Die Messingschneiden, auf welche dann der Stromleiter und die Versuchsröhren zu liegen kamen, wurden miteinander genau einvisirt und so hoch eingestellt, dass die Axe eines auf sie gelegten Rohres von 20 mm äusserem Durchmesser mit der Axe der Spule in eine zur Platte *b* parallele Ebene fiel. Der unterste Träger wurde noch mit einem Messinghaken versehen, der ein Herabgleiten der Röhren verhinderte.

Der gerade Stromleiter bestand aus einem 2,5 m langen, durch Drillen und Ziehen gehärteten und genau gerade gestreckten Kupferdraht von 5 mm Durchmesser. Von seinen Enden aus setzte sich die Stromleitung geradlinig bis zur Decke bez. zum Boden des Versuchsraumes fort, ging an diesen weiter bis zu der ca. 6 m entfernten Wand, an der sie sich durch die Stromquelle, die Messinstrumente und den variablen Widerstand schloss. Durch diese Anordnung wurde es erreicht, dass der übrige Theil der Leitung auf das von dem geradlinigen Kupferdraht erzeugte Feld ohne merkbaren Einfluss blieb, was sich beim Hin- und Herbewegen der anderen Leitungstheile nachweisen liess.

Die Stromquelle bildete ein Accumulator der Actiengesellschaft Hagen, der sich durch constante Stromstärke und Klemmspannung während des ganzen Versuches bewährte. Die Strommessung erfolgte auf dreifachem Wege:

1. durch ein Milliampèremeter nach Prof. Braun;
2. durch ein Weston-Normal-Milliampèremeter;
3. durch Messung der Klemmspannung mittels eines Weston-Normal-Voltmeters bei bekanntem, constantem Leitungswiderstand.

Die Angaben der beiden erstgenannten Instrumente entsprachen sich stets.

Der Kupferleiter wurde nun in ein Glasrohr von 20 mm äusserem Durchmesser gebracht und durch sechs (2 cm lange) abgedrehte und eingepasste Holzcyylinder in der Axe desselben festgehalten, um dem Leiter die nöthige Stabilität gegen Durchbiegen zu geben, nachdem durch Versuche bewiesen war, dass

das Glasrohr auf die Vertheilung des Kraftfeldes keinen Einfluss ausübt. Dieser Kupferleiter, der zur Messung des unbeeinflussten Feldes diente, wird weiterhin kurz der freie Leiter genannt. Ein zweiter mit dem beschriebenen in Dimensionen und Widerstand abgeglicherer Kupferdraht wurde ebenfalls mittels sechs (2 cm langen) Holzcy lindern nacheinander in die Axe der einzelnen Versuchsröhren eingeführt.

Als solche wurden zu den Versuchen nach dem Mannesmann'schen Verfahren nahtlos, kalt gezogene Röhren angewendet und zwar:

2 aus Schmiedeeisen	von 13 bez. 16 mm äusserem Durchmesser
3 aus Tiegelstahl (dem mechanisch härteren Stahl)	" 13, 14,5, 16 mm " "
3 „ Martinstahl (dem mechanisch weicheren Stahl)	

Sämmtliche Röhren hatten 10 mm inneren Durchmesser und 2 m Länge, sie wurden durch Umwickeln mit Papierstreifen an den Stellen, wo sie auf den Messingschneiden auflagen, auf einen äusseren Durchmesser von 20 mm gebracht. Diese Röhren wurden von der Compagnie française des métaux, Paris, durch deren Agenten, Hrn. Kuno Mair, Metallwaarenhandlung in München, bezogen.

Den Dimensionen dieser Röhren entsprechend wurde für die Versuche mit Eisenchlorid ($\text{Fe}_2\text{Cl}_6 + 12\text{H}_2\text{O}$) ein 2 m langes Glasrohr von 10 mm äusserem Durchmesser in ein solches von 16 mm innerem und 20 mm äusserem Durchmesser und von derselben Länge mittels Siegelacktropfen coaxial eingesetzt und die Enden auch mit Siegelack abgedichtet. Das Ein- und Abfüllen der Eisenchloridlösung (spec. Gew. 1,586) geschah durch Ansatzröhrchen, die in das äussere Glasrohr nahe den Enden eingeschmolzen waren.

Beobachtungsmethode.

Vor Beginn der Messungen wurden die Schmiedeeisenröhren durch mehrstündiges Glühen und allmähliches Abkühlen in einem Aschekasten absolut weich gemacht, die Stahlröhren senkrecht zum magnetischen Meridian gebracht und durch Hämmer mit einem Holzhammer auf die Enden in der Axenrichtung von jedem remanenten Magnetismus befreit. Nachdem mit den Stahlröhren die im Folgenden beschriebenen Beobachtungen einmal durchgeführt waren, wurden die Röhren, die

als „hart“ von der Fabrik geliefert worden waren, jedoch nur die beiden stärksten und schwächsten (von 3 bez. 1,5 mm Wandstärke), noch einem Härteprocess unterworfen, der folgendermaassen verlief: In ein gusseisernes Rohr (mit beiläufig 150 mm innerem Durchmesser), dessen Wand durch zahlreiche Löcher durchbrochen war, wurden sechs Scheiben aus starkem Eisenblech senkrecht zur Axe des Rohres und gleichmässig über seine Länge vertheilt. In jeder Scheibe befand sich ein Loch von 16 mm und eins von 13 mm Durchmesser, in die die beiden Tiegelstahl-, dann die beiden Martinstahlröhren eingeführt wurden. Das Gusseisenrohr sammt den beiden Stahlröhren wurde dann in einem Flammofen bis zu der für das Härten des betreffenden Materials günstigsten Gluth erhitzt und dann unmittelbar in fliessendes Wasser gebracht, sodass das Wasser durch das Rohr strömte. Durch diese Anordnung wurde eine gleichmässige Härte erzielt und ein Verbiegen und Reissen der Röhren vermieden. Das Härten wurde durch die Maffei'schen Eisenwerke in Hirschau bei München ausgeführt. Darauf wurden die Stahlröhren wie im anfänglichen Zustande entmagnetisirt und zu Beobachtungen verwendet.

Mit jedem Rohre wurden drei Versuchsreihen angestellt, und zwar bei Entfernungen (a in den folgenden Tabellen) von 25, 33 und 43 mm der Spulenaxe von der Leiteraxe; innerhalb jeder Reihe wurde andererseits die Stromstärke des Leiterstromes (J in den Tabellen) geändert und 0,025 A., 0,05 A., 0,1 A., 0,2 A., 0,5 A., 1,0 A. angewendet, letztere Stromstärke jedoch nur bei den gehärteten Stahlröhren, da die nicht gehärteten, wohl durch circulare Magnetisirung zu stark beeinflusst wurden.

Der Verlauf einer solchen Versuchsreihe, z. B. der ersten, war folgender: Durch Regulirung der Grundplatten a und b wurde die Axe der Spule in die Inclinationsrichtung gebracht, sodass durch Umlegen der Spule, deren Windungsebene alsdann mit dem magnetischen Meridian einen Winkel von 90° bildete, kein Inductionsstrom erzeugt wurde, dann durch den freien Leiter ein Strom von 0,025 A. geschickt und durch sechsmaliges Umlegen der Spule je drei Messungen des Feldes nach den beiden Scalenseiten vorgenommen, deren Mittelwerth dann gültig war. Nach Unterbrechung des Stromes wurde

wieder durch sechsmaliges Umlegen der Spule geprüft, ob das Erdfeld während der letzten Messungen constant geblieben war, und dann das Feld eines Stromes von 0,05 A gemessen etc. Es ergab sich, dass das Erdfeld während einer Versuchsreihe constant blieb ausser an Tagen mit erdmagnetischen Störungen und atmosphärischen Gewittern, an denen schon die heftigen Galvanometerschwankungen das Arbeiten unmöglich machten, denn die Versuche wurden stets nur bei absoluter Ruhelage der Galvanometernadel auf Null vorgenommen. Dann wurde der freie Leiter durch den gleichwerthigen, mit dem Versuchsrohr umgebenen ersetzt und vor und nach jeder den ersten analog ausgeführten Feldmessung ein Versuch nach Unterbrechung des Leiterstromes wieder durch sechsmaliges Umlegen der Spule angestellt, um zu prüfen, ob der Einfluss des Versuchsrohres auf die in der Inclinationsrichtung stehende Spule noch gleich Null ist, bez. ob sich während der Messung der Einfluss des Rohres oder das Erdfeld geändert hat. Darauf wurde noch der erste Theil der Versuchsreihe, die Feldmessung am freien Leiter wiederholt, um durch Stromschwankungen etwa verursachte Fehler zu corrigiren, jedoch erwies sich, wie bereits angedeutet, die Stromquelle als constant. Mit der Verschiebung in die zweite Stellung (33 mm Abstand der Spulen- von der Leiteraxe) begann die zweite Versuchsreihe etc.

Die so gewonnenen Beobachtungsergebnisse wurden dann in der Weise verwerthet, dass der Werth für die Feldstärke des mit dem Versuchsrohr umgebenen Leiters von dem entsprechenden für die Feldstärke des freien Leiters subtrahirt und das Verhältniss dieser Differenz zum Minuendus, d. i. zum Werth der Feldstärke des freien Leiters in Procenten berechnet wurde.

Demgemäss sind in den fünf Horizontalreihen der Tabellen I—XIII der Reihe nach die Werthe enthalten, in der

1. die Werthe für das Feld des freien Leiters (F. d. fr. L.),
2. die Werthe für das Feld des mit dem Versuchsrohr umgebenen Leiters, des Leiters im Rohr (F. d. L. i. R.),
3. die Differenz beider Werthe (Diff.),
4. das Verhältniss in Procenten der Differenz zum Werth für das Feld des freien Leiters, d. i. die procentuale Verminderung des Feldes (Proc. Verm.),

5. der Mittelwerth der drei jeder Stromstärke zugehörigen Procentzahlen (Mittel).

Dabei ist noch zu bemerken, dass die Werthe aus den drei Versuchsreihen für die gleichen Stromstärken in den Verticalreihen der Tabellen I—XIII nebeneinander gestellt sind, ferner, dass die Zahlen in den Tabellen, soweit es keine Verhältnisszahlen sind, Scalentheile bedeuten, die hier als Maasseinheit genügen, weil es sich um relative und nicht um absolute Messungen handelt; andererseits wurde von einer Correction auf die Tangente abgesehen, weil diese Correction wegen der kleinen Ablenkungswinkel bei den einzelnen Werthen an und für sich schon vernachlässigt werden konnte, und um so mehr, als für die Endresultate nur die Differenz zweier wenig verschiedener Werthe in Betracht kam.

Schliesslich will ich noch zur weiteren Erläuterung der Verwerthung der Messungsergebnisse und der Zusammenstellung der Tabellen I—XIII als Beispiel die sämmtlichen Messungswerte und die Berechnung der in der ersten Verticalreihe der Tabelle IV enthaltenen Grössen anführen:

Einfluss des Erdfeldes		0,0	0,0	0,0
(vor und nach den folgenden Messungen)		0,0	0,0	0,0
		im Mittel 0,00		
Feld des freien Leiters: (1. vor, 3. nach der Messung 2.)	1.	4,6	4,7	4,6
		3.	4,5	4,6
		4,6	4,6	4,7
		im Mittel 4,60		
Feld des vom nicht gehärteten Tiegels- stahlrohr mit 3 mm Wandstärke um- gebenden Leiters:	2.	3,7	3,8	3,7
		3,6	3,7	3,7
		im Mittel 3,70		
Differenz der Werthe für die Felder		0,90		
Das Verhältniss von 0,90 zu 4,60 in		0,90 . 100		
Procenten ist		4,60 = 19,55		

Fehlerquellen.

Dadurch, dass einerseits sämmtliche Versuchsröhren auf den gleichen äusseren Durchmesser von 20 mm gebracht wurden, wenigstens an den Auflagestellen, andererseits der freie Leiter sich in einem Glasrohr des gleichen äusseren Durchmessers befand, war nach einmaliger Einstellung der Aufлагeschneiden die Gewissheit gegeben, dass sich der Leiter

stets in derselben Lage befinde, d. h. in constanter Entfernung von der Spule und mit deren Axe in einer zur Platte δ parallelen Ebene. Welchen Einfluss übrigens eine Veränderung des Abstandes der Spulen- von der Leiteraxe ausübt, wurde durch absichtliche Verschiebung der Spule von 25 mm auf 26 mm gefunden, indem der Ausschlag dadurch z. B. bei 0,025 Amp. um 0,2 Scalentheile, bei 0,05 Amp. um 0,3 Scalentheile abnahm, d. h. etwas mehr als ein Fünftel des Werthes der entsprechenden Verminderung des Feldes durch das dickere, nicht gehärtete Tiegelstahlrohr. In der That wäre eine Aenderung der Entfernung nur um einen kleinen Bruchtheil eines Millimeters möglich gewesen.

Verschiebungen der Röhren durch Drehen um ihre Axe übten — eine vollständige Entmagnetisirung vorausgesetzt — auf die Vertheilung des Kraftfeldes keinen nachweisbaren Einfluss aus, solche Drehungen wurden aber überhaupt vermieden durch Einstellung auf Marken an den Röhren und an dem Messinghaken, der an dem untersten Träger angebracht war, um die Röhren am Herabgleiten zu verhindern.

Die Beobachtungsmethode schützte an und für sich schon dadurch vor Einstellungsfehlern, dass, wie oben beschrieben, die Feldmessungen am freien bez. am vom Versuchsrohr umgebenen Leiter reihenweise vorgenommen wurden, weil dabei die Zahl der Auswechselungen und Einstellungen der Röhren auf ein Minimum reducirt, übrigens gleichzeitig auch die Gefahr einer longitudinalen Magnetisirung der Röhren durch Erschütterungen hintangehalten wurde.

Eine andere Fehlerquelle: die Störungen durch die Randwirkungen der Röhren, wurde durch die Anwendung von Röhren mit 2 m Länge d. i. ungefähr das zehnfache der Spulenlänge, vermieden. Diese Röhren übten, einmal entmagnetisirt, keinen Einfluss auf die Spule aus, während solche von 30 und 40 cm Länge, wie sie anfangs für die Versuche allein zu Gebote standen, trotz sorgfältiger Entmagnetisirung in der Spule einen bis zum achtfachen stärkeren Inductionsstrom hervorriefen, als das Kraftfeld und diesen Einfluss bei Verschiebung längs des Leiters veränderten.

Die Fehler der Werthe für die Feldstärke, d. h. die grösste Abweichung vom Mittelwerth beträgt ± 10 Proc. des ent-

sprechenden Werthes der Verminderung durch das nicht gehärtete Tiegelstahlrohr von 3 mm Wandstärke.

Beobachtungsergebnisse.

Aus Tabelle I und II ist folgendes ersichtlich:

„Ein Rohr aus weichem Eisen übt auf das Feld eines coaxialen Leiters keinen Einfluss aus.“

Tabelle III besagt:

„Ein Rohr aus Eisenchloridlösung, die man als absolut weiches Eisen betrachten kann, übt auf das Feld eines coaxialen Leiters keinen Einfluss aus.“

Die Tabellen I—III, die nur innerhalb der Fehlergrenzen liegende Differenzen und als Mittel der procentualen Verminderung nur wenig von 0 verschiedene Werthe ergeben, zeigen übereinstimmend folgendes:

„Weiches Eisen ist ein magnetisch weicher Körper.“ Durch dieses gleichlautende Resultat der Versuche mit dem Eisenchloridrohr von 3 mm Wandstärke und den beiden Schmiedeeisenröhren erübrigten sich weitere Versuche mit dünnwandigeren Eisenchloridröhren.

Tabelle IV besagt:

„Ein Stahlrohr vermindert das Feld eines coaxialen Leiters und zwar in desto höherem Grade, je schwächer der im Leiter fließende Strom ist. Stahl ist also ein magnetisch harter Körper.“

Die Tabellen IV—VI sagen aus:

„Je grösser die Wandstärke des Stahlrohres, desto grösser ist die procentuale Verminderung des Feldes.“

Die Tabellen VII—IX ergeben:

„1. eine Bestätigung der aus Tabelle IV—VI gewonnenen Sätze und sagen aus in Bezug auf die Werthe in Tabelle IV—VI:

„2. Der mechanisch härtere Stahl bewirkt eine grössere procentuale Verminderung des Feldes als der weichere, er besitzt also die grössere magnetische Härte.“

Tabelle IV, VI, VII, IX und X—XIII ergeben:

„Nach dem Härteprocess ist die procentuale Verminderung des Feldes grösser geworden, d. h. mit der mechanischen Härte eines Körpers wächst auch seine magnetische Härte.“

Tabelle IV.

Tiegelstahlrohr von 8 mm Wandstärke (Rohr 1 α).

(Nicht gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.			0,2 A.			0,5 A.		
	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,60	3,58	2,76	9,085	6,81	5,33	22,14	16,62	12,77	42,71	32,87	25,52	102,40	78,55	60,54
F. d. L. i. R.	3,70	2,865	2,25	7,835	5,83	4,57	20,035	15,99	11,595	40,11	30,815	23,96	98,815	75,68	58,42
Diff.	0,90	0,715	0,51	1,25	0,98	0,76	2,105	1,63	1,175	2,60	2,055	1,56	3,585	2,87	2,12
Proc. Verm.	19,55	20,0	18,5	13,75	14,4	14,3	9,5	9,8	9,2	6,1	6,25	6,1	3,5	3,65	3,5
Mittel	19,35			14,15			9,50			6,15			3,55		

Tabelle V.

Tiegelstahlrohr von 2,25 mm Wandstärke (Rohr 1 β).

(Nicht gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.			0,2 A.			0,5 A.		
	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,66	3,45	2,66	9,155	6,76	5,30	22,095	16,57	12,72	42,69	32,815	25,46	102,11	78,52	60,545
F. d. L. i. R.	3,955	2,935	2,265	8,235	6,07	4,785	20,46	15,30	11,79	40,685	31,255	24,20	99,25	76,28	59,915
Diff.	0,705	0,515	0,395	0,92	0,69	0,515	1,635	1,27	0,93	2,005	1,56	1,26	2,86	2,24	1,63
Proc. Verm.	15,15	14,9	14,85	10,05	10,2	9,7	7,4	7,65	7,3	4,7	4,75	4,95	2,8	2,85	2,7
Mittel	14,97			9,98			7,45			4,80			2,78		

Tabelle VI.

Tiegelstahlrohr von 1,5 mm Wandstärke (Rohr 1 γ).

(Nicht gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.			0,2 A.			0,5 A.			
	α (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.		4,63	3,52	2,69	9,11	6,75	5,34	22,18	16,60	12,73	42,74	32,79	25,48	102,29	78,47	60,63
F. d. L. i. R.		4,125	3,12	2,39	8,41	6,19	4,905	20,98	15,64	12,015	41,245	31,545	24,575	100,295	76,86	59,385
Diff.		0,505	0,40	0,30	0,70	0,56	0,485	1,20	0,96	0,715	1,495	1,245	0,905	1,995	1,61	1,245
Proc. Verm.		10,9	11,4	11,15	7,7	8,3	8,15	5,4	5,8	5,6	3,5	3,8	3,55	1,95	2,05	2,05
Mittel				11,15		8,05			5,60			3,62			2,02	

Tabelle VII.

Martinstahlrohr von 3 mm Wandstärke (Rohr 2 α).

(Nicht gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.			0,2 A.			0,5 A.			
	α (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.		4,56	3,46	2,66	9,13	6,785	5,265	22,02	16,69	12,70	42,87	32,905	25,32	102,23	78,515	60,68
F. d. L. i. R.		3,815	2,915	2,215	8,175	6,065	4,73	20,57	15,62	11,84	41,155	31,65	24,27	99,58	76,67	59,315
Diff.		0,745	0,545	0,445	0,955	0,72	0,535	1,45	1,07	0,86	1,715	1,255	1,05	2,35	1,845	1,365
Proc. Verm.		16,3	15,75	16,7	10,45	10,6	10,2	6,6	6,4	6,8	4,0	3,8	4,15	2,3	2,35	2,25
Mittel				16,25		10,42			6,60			3,98			2,30	

Tabelle VIII.

Martinstahlrohr von 2,25 mm Wandstärke (Rohr 2 β).

(Nicht gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.			0,2 A.			0,5 A.		
	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,58	3,53	2,725	9,05	6,805	5,39	22,11	16,695	12,67	42,905	32,83	25,40	102,415	78,55	60,495
F. d. L. i. R.	3,995	3,08	2,965	8,31	6,25	4,93	20,86	15,82	12,03	41,555	31,845	24,525	100,52	77,06	59,875
Diff.	0,585	0,45	0,36	0,74	0,555	0,46	1,25	0,875	0,64	1,35	0,985	0,875	1,895	1,49	1,12
Proc. Verm.	12,8	12,75	13,2	8,2	8,15	8,55	5,65	5,25	5,05	3,15	3,0	3,45	1,85	1,9	1,85
Mittel	12,32			8,30			5,32			3,20			1,87		

Tabelle IX.

Martinstahlrohr von 1,5 mm Wandstärke (Rohr 2 γ).

(Nicht gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.			0,2 A.			0,5 A.		
	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,61	3,50	2,71	9,15	6,84	5,28	22,145	16,62	12,655	42,92	32,71	25,34	102,18	78,49	60,66
F. d. L. i. R.	4,16	3,20	2,46	8,59	6,455	4,96	21,29	15,98	12,20	41,91	31,96	24,745	100,90	77,47	59,84
Diff.	0,45	0,30	0,25	0,56	0,415	0,32	0,855	0,64	0,455	1,01	0,75	0,595	1,28	1,02	0,82
Proc. Verm.	9,75	8,6	9,25	6,1	6,05	6,05	3,85	3,85	3,6	2,95	2,3	2,35	1,25	1,3	1,35
Mittel	9,18			6,07			3,77			2,33			1,30		

Tabelle X.

Tiegelstahlrohr von 3 mm Wandstärke (Rohr 1a).
(Gehärtet.)

<i>J</i>	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.		
<i>a</i> (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,585	3,48	2,72	9,095	6,71	5,33	22,16	16,70	12,64
F. d. L. i. R.	3,425	2,635	1,99	7,405	5,39	4,295	18,97	14,555	10,85
Diff.	1,16	0,845	0,73	1,69	1,32	1,035	3,19	2,145	1,79
Proc. Verm.	25,3	24,3	26,85	18,6	19,65	19,4	14,4	12,85	14,15
Mittel		25,48			19,22			13,80	

<i>J</i>	0,2 A.			0,5 A.			1,0 A.		
<i>a</i> (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	42,83	32,82	25,53	102,46	78,54	60,42	203,94	152,765	119,26
F. d. L. i. R.	38,655	29,90	23,18	95,85	73,79	56,52	193,74	144,055	112,52
Diff.	4,175	2,92	2,35	6,61	4,75	3,90	10,20	8,71	6,74
Proc. Verm.	9,75	8,9	9,2	6,6	6,05	6,45	5,0	5,7	5,65
Mittel		9,28			6,37			5,45	

Tabelle XI.

Tiegelstahlrohr von 1,5 mm Wandstärke (Rohr 1c).
(Gehärtet.)

<i>J</i>	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.		
<i>a</i> (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,62	3,47	2,67	9,125	6,715	5,36	22,12	16,61	12,75
F. d. L. i. R.	3,84	2,89	2,17	7,89	5,86	4,63	19,895	14,965	11,59
Diff.	0,78	0,58	0,50	1,235	0,855	0,73	2,225	1,645	1,16
Proc. Verm.	16,9	16,7	18,75	13,55	12,75	13,6	10,05	9,9	9,1
Mittel		17,45			13,30			9,68	

<i>J</i>	0,2 A.			0,5 A.			1,0 A.		
<i>a</i> (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	42,89	32,93	25,445	102,17	78,50	60,525	201,235	154,67	121,11
F. d. L. i. R.	40,165	30,59	23,585	96,705	74,22	57,56	192,58	147,09	115,48
Diff.	2,725	2,34	1,86	5,465	4,28	2,965	8,655	7,58	5,63
Proc. Verm.	6,35	7,1	7,3	5,35	5,45	4,9	4,3	4,9	4,65
Mittel		6,92			5,23			4,62	

Tabelle XII.

Martinstahlrohr von 3 mm Wandstärke (Rohr 2a).
(Gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.		
a (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,56	3,525	2,68	9,06	6,775	5,25	22,045	16,59	12,715
F. d. L. i. R.	3,645	2,855	2,185	7,90	5,935	4,53	20,125	15,255	11,715
Diff.	0,915	0,67	0,495	1,16	0,84	0,72	1,92	1,335	1,00
Proc. Verm.	20,05	19,0	18,5	12,8	12,4	13,7	8,7	8,05	7,85
Mittel		19,18			12,97			8,20	

J	0,2 A.			0,5 A.			1,0 A.		
a (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	42,95	32,755	25,39	102,32	78,48	60,55	200,88	154,91	118,85
F. d. L. i. R.	41,015	30,825	24,185	98,94	75,935	58,855	196,16	150,73	115,88
Diff.	1,935	1,93	1,205	3,38	2,545	1,695	4,72	4,18	2,97
Proc. Verm.	4,5	5,9	4,75	3,3	3,25	2,8	2,35	2,7	2,5
Mittel		5,05			3,12			2,52	

Tabelle XIII.

Martinstahlrohr von 1,5 mm Wandstärke (Rohr 2c).
(Gehärtet.)

J	0,025 A.			0,05 A.			0,1 A.		
a (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	4,635	3,54	2,74	9,10	6,695	5,315	22,10	16,605	12,71
F. d. L. i. R.	4,12	3,155	2,41	8,42	6,165	4,925	20,93	15,74	12,155
Diff.	0,515	0,385	0,33	0,68	0,53	0,39	1,17	0,865	0,555
Proc. Verm.	11,1	10,85	12,05	7,55	7,9	7,95	5,3	5,2	4,35
Mittel		11,33			7,60			4,95	

J	0,2 A.			0,5 A.			1,0 A.		
a (mm)	25	33	43	25	33	43	25	33	43
F. d. fr. L.	42,70	32,72	25,35	102,36	78,68	60,655	204,21	153,685	119,60
F. d. L. i. R.	41,375	31,665	24,44	99,66	76,98	59,35	201,015	151,225	116,97
Diff.	1,325	1,055	0,91	2,70	1,65	1,305	3,195	2,46	2,63
Proc. Verm.	3,05	3,2	3,6	2,7	2,1	2,15	1,6	1,6	2,2
Mittel		3,28			2,92			1,80	

Der besseren Uebersicht halber sind dann noch die gewonnenen Endresultate (die abgerundeten Mittelwerthe der procentualen Verminderung) aus den Tabellen IV—XIII zusammengestellt in

Tabelle XIV.

<i>J</i>	0,025 A.	0,05 A.	0,1 A.	0,2 A.	0,5 A.	1,0 A.
Rohr 1 α	19,35	14,15	9,5	6,15	3,55	
" 1 β	14,95	10,0	7,45	4,8	2,8	
" 1 γ	11,15	8,05	5,6	3,6	2,0	
" 2 α	16,25	10,4	6,6	4,0	2,3	
" 2 β	12,9	8,3	5,3	3,2	1,85	
" 2 γ	9,2	6,05	3,75	2,35	1,3	
" 1 a	25,5	19,2	13,8	9,3	6,4	5,45
" 1 c	17,45	13,3	9,7	6,9	5,25	4,6
" 2 a	19,2	12,95	8,2	5,05	3,1	2,5
" 2 c	11,35	7,6	4,95	3,3	2,3	1,8

Um die Abhängigkeit der procentualen Verminderung von der Stromstärke des primären Stromes anschaulicher zu machen,

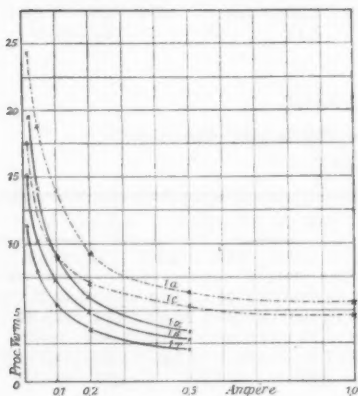


Fig. 2.

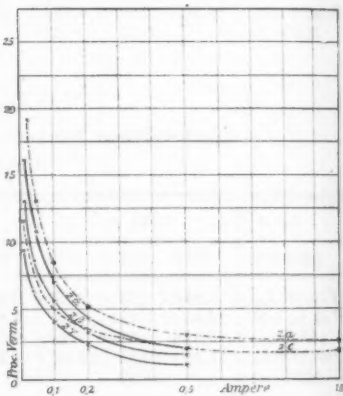


Fig. 3.

wurden die Werthe der ersteren, der Verminderung, als Functionen der Stromstärke des Leiterstromes graphisch dargestellt (vgl. Fig. 2 und 3).

Zum gleichen Zwecke wurden aus Tabelle XIV diejenigen Factoren berechnet, mit denen man jeden Werth der procentualen Verminderung — mit dem für 0,025 A. beginnend — multipliciren muss, um den entsprechenden Werth für eine

doppelt so grosse Stromstärke des primären Stromes zu erhalten, wobei 0,5 A. näherungsweise als das Doppelte von 0,2 A. betrachtet wurde.

Diese Factoren enthält

Tabelle XV.

Rohr 1 α	0,73	0,67	0,645	0,575	
" 1 β	0,67	0,745	0,645	0,585	
" 1 γ	0,72	0,695	0,645	0,555	
" 2 α	0,64	0,635	0,605	0,575	
" 2 β	0,645	0,64	0,605	0,58	
" 2 γ	0,655	0,625	0,62	0,555	
" 1 α	0,755	0,72	0,675	0,69	0,85
" 1 c	0,76	0,73	0,71	0,76	0,875
" 2 α	0,675	0,635	0,615	0,615	0,805
" 2 c	0,67	0,65	0,67	0,695	0,785

Die entsprechenden Factoren bei einer Verstärkung des primären Stromes auf das 20fache von 0,025 A. auf 0,5 A. finden sich in

Tabelle XVI.

R. 1 α	1 α	1 β	1 γ	1 c	2 α	2 α	2 β	2 γ	2 c
0,185		0,185	0,18		0,14		0,145	0,14	
	0,25			0,30		0,16			0,20

Bei einer Verstärkung des primären Stromes um das 40fache von 0,025 A. auf 1 A. ergeben sich als Factoren:

Tabelle XVII.

R. 1 α	1 c	2 α	2 c
0,215	0,265	0,13	0,16

Man kann aus den Tabellen XV und XVI einen deutlichen Unterschied in den Wirkungen der Stahlröhren vor und nach dem Härten ersehen und zwar:

„Bei in constantem Verhältniss wachsendem primären Strome nimmt die procentuale Verminderung: bei den nicht gehärteten Stahlröhren schneller ab und zwar annähernd stetig schneller, bei den gehärteten Röhren erst schneller ab bis zu

einem Maximum, dann langsamer und wieder annähernd stetig, so dass sie schliesslich nicht unter einen bestimmten Werth sinkt.“

Letzteres zeigen auch die in Fig. 2 und 3 für die gehärteten Stahlröhren gezeichneten Curven, die schliesslich annähernd parallel zur Abscissenaxe verlaufen.

Um den Einfluss des Härteprocesses auf den Werth der procentualen Verminderung des Feldes noch genauer festzustellen, wurden die Factoren berechnet, mit denen man den Werth der procentualen Verminderung durch das nicht gehärtete Rohr multipliciren muss, um den entsprechenden Werth für das gehärtete Rohr zu erhalten. Diese Factoren enthält

Tabelle XVIII.

<i>J</i>	0,025 A.	0,05 A.	0,1 A.	0,2 A.	0,5 A.
Tiegelstahlr. 3 mm Wandst.	1,32	1,355	1,455	1,51	1,805
„ 1,5 „ „	1,565	1,65	1,73	1,915	2,625
Martinstahlr. 3 „ „	1,18	1,245	1,245	1,26	1,35
„ 1,5 „ „	1,235	1,255	1,32	1,405	1,77

Aus diesen Zahlen kann man folgern:

„Durch Vergrösserung der mechanischen Härte eines Stahles wächst die procentuale Verminderung und zwar in desto höherem Grade, je grösser die Feldstärke ist.“

Diese Erscheinung tritt, wie die übrigen, die bisher bei den gehärteten Stahlröhren gefunden wurden, deutlicher hervor bei den dünnwandigen als bei den dickwandigen und andererseits deutlicher bei den Tiegelstahlröhren als bei denen aus Martinstahl und das wohl nur deshalb, weil bei den dünnwandigen Röhren der Härteprocess ein durchgreifender war als bei den dickwandigen und Martinstahl eine für das Härten viel ungeeignete Stahlsorte ist als Tiegelstahl.

Aus Tabelle XIV lässt sich ferner der Einfluss der Wandstärke der Röhren auf die procentuale Verminderung berechnen, es reducirt sich nämlich die letztere durch Herabsetzung der Wandstärke auf die Hälfte von 3 mm auf 1,5 mm durchschnittlich:

	nicht gehärtet	gehärtet
bei den Tiegelstahlröhren auf das	0,575	0,745
„ „ Martinstahlröhren „ „	0,575	0,645 fache,

bei einer jedesmaligen Abnahme der Wandstärke um 0,75 mm:

			bei den	
			Tiegelstahlr. (nicht geh.)	Martinstahlr. (nicht geh.)
von 3 mm	auf 2,25 mm	auf das	0,765	0,80
„ 2,25 „	„ 1,5 „	„ „ „	0,755	0,715 fache.

Deutlicher ist der Einfluss der Wandstärke zu erkennen aus den Differenzen der Werthe für die procentuale Verminderung bei einer Abnahme der Wandstärke um je 0,75 mm:

	Tiegelstahlrohr (nicht geh.)	Martinstahlrohr (nicht geh.)
v. 3 mm a. 2,25 mm	4,4 4,15 2,05 1,85 0,75	3,35 2,1 1,3 0,8 0,45
„ 2,25 „ „ 1,5	3,8 1,95 1,85 1,2 0,8	3,7 2,25 1,55 0,85 0,55

Aus diesen Werthen darf man wohl schliessen:

„Bei einer in arithmetischer Reihe fortschreitenden Verkleinerung der Wandstärke nimmt die procentuale Verminderung des Feldes auch annähernd in einer arithmetischen Reihe ab.“

Hier sei bemerkt, dass Versuche mit grösseren Wandstärken, bei denen sich eine fast vollständige Vernichtung des Feldes erwarten liess, nur deshalb nicht angestellt wurden, weil nach dem Mannesmann'schen Verfahren Röhren mit mehr als 3 mm Wandstärke nicht angefertigt werden, andererseits stärkere Primärströme, wie schon erwähnt, wegen der Beeinflussung der Röhren nicht angewendet werden konnten.

Aus den Berechnungen über den Einfluss der mechanischen Härte, der Feldstärke und Wandstärke folgt noch:

„Der Einfluss der Stromstärke des im Leiter fliessenden Stromes und der Einfluss der Wandstärke des Stahlrohres auf die procentuale Verminderung sind unter sonst gleichen Bedingungen bei verschiedenen Stahlorten und verschiedenem mechanischen Härtegrade derselben verschieden;“ oder mit anderen Worten: „Die procentuale Verminderung des Feldes ist ein Maass für die magnetische Härte eines Körpers, jedoch nur ein relatives Maass, das noch eine Function der Querschnittsdimensionen des Körpers und der Intensität des unbeflussten Feldes ist. Die magnetische Härte ist eine jedem Körper spezifische magnetische Eigenschaft.“

Es wäre interessant gewesen, noch die muthmasslichen Wechselbeziehungen zwischen der magnetischen Härte und einer anderen magnetischen Eigenschaft: der Permeabilität zu untersuchen, allein es gab vorläufig keine einwandfreie Methode zur Messung der Permeabilität von Röhren der hier angewandten Länge in radialer Richtung, die wohl, zumal bei gezogenen Röhren, von der Permeabilität in axialer Richtung erheblich verschieden ist.

In theoretischer Beziehung liefern die Versuche: einmal eine umfassende Bestätigung der Behauptung Stefans in Bezug auf das Verhalten des weichen Eisens sowohl als auch der Annahme Föppls von dem Unterschied der magnetisch weichen und harten Körper, dann aber auch einen guten Beweis gegen die Fernwirkungs- und für die Faraday-Maxwell'sche Theorie: die erstere deutet wohl die Thatsache, dass ein Rohr aus weichem Eisen das Kraftfeld eines coaxialen Leiters nicht beeinflusst, dadurch, dass in dem Eisenrohr keine magnetischen Massen frei werden, sie versagt aber zur Erklärung der Verminderung des Feldes durch ein Stahlrohr; die Faraday-Maxwell'sche Theorie dagegen giebt uns für diese Vorgänge eine klare und einwandfreie Deutung, wie sie ja Föppl entwickelt hat.

Anhang.

In der ganzen Abhandlung habe ich das Wort „Schirmwirkung“ vermieden — von den Citaten abgesehen — und das deshalb, weil dieser Ausdruck zur Bezeichnung zweier verschiedener physikalischer Vorgänge benützt worden ist und dadurch die Gefahr einer Verwechslung derselben hervorgehoben hat:

Stefan hat in der oben erwähnten Abhandlung mit dem Titel „Über die magnetische Schirmwirkung des Eisens“ eine Theorie, in Anlehnung an die Poisson'sche, und Experimente für diejenigen Erscheinungen veröffentlicht, welche die hohe Permeabilität des weichen Eisens verursacht, und die ihre praktische Anwendung z. B. in der Astasirung des Thomson'schen Marinegalvanometers finden, dagegen bezeichnet Föppl mit „magnetischer Schirmwirkung“ die Erscheinungen,

die der Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen waren, nämlich die Verminderung des Feldes durch magnetisch harte Körper wie Stahl.

Diese beiden Vorgänge zeigen nun zwar unter Umständen die gleiche Wirkung, haben aber gänzlich verschiedene Ursachen:

Wenn ein Rohr aus weichem Eisen das Feld eines in seinem Innern befindlichen Magneten nach aussen hin schwächt, so ist das dadurch zu erklären, dass der grösste Theil der von einem Magnetpol zum anderen gehenden Kraftlinien seinen Weg durch die Rohrwand nimmt, weil das weiche Eisen derselben eine bedeutend höhere Permeabilität besitzt als die umgebende Luft.

Vermindert dagegen ein Stahlrohr das Feld eines coaxialen Leiters nach aussen hin, so kann diese Thatsache nicht wie die eben genannte erklärt werden, weil ein das Stahlrohr ersetzendes Rohr aus weichem Eisen, das doch noch eine höhere Permeabilität als Stahl hat, das Feld unbeeinflusst lässt, man muss vielmehr die magnetische Härte, die der Stahl besitzt, das weiche Eisen aber nicht, als die Ursache der Verminderung des Feldes betrachten.

Kurz zusammengefasst sind die Resultate der Untersuchungen folgende:

1. Ein Rohr aus weichem Eisen beeinflusst das Feld eines coaxialen Leiters in keiner Weise.
2. Ein Stahlrohr vermindert das Feld eines coaxialen Leiters.
3. Die procentuale Verminderung des Feldes eines Leiters durch ein coaxiales Stahlrohr ist abhängig, einerseits: von der Stromstärke des im Leiter fliessenden Stromes und von der Wandstärke des Stahlrohres; andererseits: vom Material des Stahlrohres resp. von der mechanischen Härte des Materials.

Aus diesen Resultaten lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Weiches Eisen ist ein magnetisch weicher Körper.
2. Stahl ist ein magnetisch harter Körper.
3. Ein Maass für die magnetische Härte eines Körpers bildet die procentuale Verminderung eines Feldes durch denselben, jedoch nur ein relatives Maass, das noch abhängig ist

von der Intensität des Feldes und den Querschnittsdimensionen des Körpers.

4. Die magnetische Härte ist eine spezifische magnetische Eigenschaft jedes Körpers.

Zum Schluss sei es mir noch gestattet, Hrn. Prof. Sohncke für die Anregung und gütige Unterstützung dieser Arbeit bestens zu danken.

München, phys. Inst. d. techn. Hochschule, Jan. 1896.

8. *Einheitsrollen der Selbstinduction; von Max Wien.*

Normaleinheiten der Selbstinduction müssen denselben Anforderungen genügen wie Normaleinheiten des Widerstandes: vor allem muss der *absolute Werth* des Selbstpotentials genau bekannt sein, ferner darf dieser Werth sich mit *Zeit* und *Temperatur* nicht merklich ändern, und schliesslich muss die äussere *Form handlich* sein.

Von den im Folgenden zu beschreibenden Einheitsrollen hoffe ich, dass sie diesen Anforderungen Genüge leisten.

In Fig. 1 ist der axiale Querschnitt der Rollen in halber natürlicher Grösse dargestellt. Die Form ist so gewählt, dass die Selbstinduction bei gegebener Drahtlänge und Dicke ein Maximum ist.¹⁾ Dabei hat man die Vortheile geringen Widerstandes, kleiner Dimensionen und schwacher Kraftlinienstreuung. Die Rollen sind auf Serpentin gewickelt, weil man bei Holz und ähnlichem Material nicht vor nachträglicher Gestaltsänderung sicher ist. Metall ist wegen der Foucault'schen Ströme ausgeschlossen.

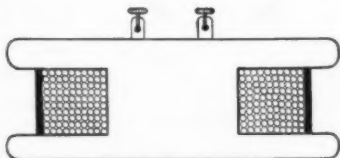


Fig. 1.

Die Herstellung der Rollen geschah in der Weise, dass, nachdem die angenäherte Anzahl der Windungen für die betreffende Einheit im voraus berechnet war, etwas mehr Kupferdraht, als die Rechnung ergab, auf die Spule gewickelt wurde. Dann wurde durch Vergleich mit bekannten Selbstpotentialen und Abwickeln des Drahtes die Selbstinduction so weit abgeglichen, dass der Sollwerth innerhalb eines Procentes stimmte. Zu diesem Zweck wurde der kürzlich beschriebene Apparat zum Variiren der Selbstinduction²⁾ und die dort angegebenen Me-

1) Maxwell, Electr. und Magn. § 706.

2) M. Wien, Wied. Ann. 57. p. 249. 1896.

thoden benutzt. Darauf wurde die Rolle in Paraffin ausgekocht, sodass das Ganze nach dem Erkalten eine compacte Masse bildete, wobei eine nachträgliche Formänderung ausgeschlossen erschien. Zum Schutz gegen äussere Verletzungen wurde die Wickelung mit einer Lederhülle umgeben.

Schliesslich wurde in sogleich zu beschreibender Art der absolute Werth der Selbstinduction definitiv gemessen.

In dieser Weise wurden drei Einheiten hergestellt mit den Selbstpotentialen 10^6 , 10^7 und 10^8 cm. Die Drahtdicke betrug 1,2, 0,8 und 0,5 mm; die Windungszahl ca. 135, 360, 1280, der Widerstand 0,3, 2,7 und 27 Ohm.

Die Windungszahl schwankte bei den verschiedenen Exemplaren derselben Einheit um einige Procent, da es nicht möglich ist, besonders bei dünnerem Draht, die Wickelung jedesmal genau in derselben Weise auszuführen. Eine Berechnung des Selbstpotentials einer Rolle kann deshalb niemals genau sein, und es ist praktisch nicht räthlich, Einheiten der Selbstinduction dadurch zu definiren, dass man Windungszahl und Wickelungsraum vorschreibt, sondern die Einheiten müssen immer *experimentell* abgeglichen werden.

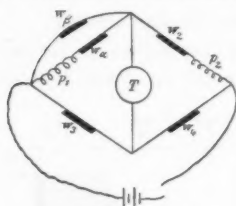


Fig. 2.

Um den genauen Werth der Selbstinduction festzustellen, mussten zunächst einige Rollen absolut gemessen werden; der Werth der anderen konnte dann durch Vergleich mit diesen bestimmt werden.

Um den genauen Werth der Selbstinduction festzustellen, mussten zunächst einige Rollen absolut gemessen werden; der Werth der anderen konnte dann durch Vergleich mit diesen bestimmt werden.

Die absolute Messung geschah für zwei Rollen von 10^7 und 10^8 cm nach einer früher beschriebenen Methode¹⁾ mit Wheatstone'scher Brücke, Wechselstrom und optischem Telephon. Mit Hülfe des erwähnten Apparates zum Variiren der Selbstinduction konnte diese Methode jedoch wesentlich vereinfacht werden.

Der Zweig 1 einer Wheatstone'schen Brückencombination (Fig. 2) besteht aus einer Rolle mit dem Selbstpotential p_1 und dem Widerstand w_1 . Der Rolle parallel ge-

1) M. Wien, Wied. Ann. 44, p. 701. 1891.

schaltet ist ein inductionsfreier Widerstand w_β , der Zweig 2 besteht aus dem Widerstand w_2 und dem Selbstpotential p_2 . Die Zweige 3 und 4 sind inductionsfrei und gleich ($w_3 = w_4$).

Ein Sinusstrom von n Schwingungen in 2π Secunden verschwindet im Brückenweig, wenn die Widerstandsoperatoren a_1 und a_2 der Zweige 1 und 2 gleich sind.

Es ist

$$a_1 = \frac{(w_\alpha + i n p_1) w_\beta}{w_\alpha + w_\beta + i n p_1} \quad a_2 = w_2 + i n p_2.$$

Die Gleichung $a_1 - a_2 = 0$ gibt:

$$(w_\alpha + i n p_1) w_\beta - (w_2 + i n p_2)(w_\alpha + w_\beta + i n p_1) = 0.$$

Indem man den reellen und den imaginären Theil für sich gleich Null setzt, erhält man die beiden Bedingungsleichungen:

$$w_\alpha w_\beta + n^2 p_1 p_2 = w_2 (w_\alpha + w_\beta), \quad p_1 (w_\beta - w_2) = p_2 (w_\alpha - w_\beta)$$

und hieraus

$$n^2 p_1^2 = (w_\alpha + w_\beta) \left(\frac{w_2 w_\beta}{w_\beta - w_2} - w_\alpha \right),$$

$$n^2 p_2^2 = (w_\beta - w_2) \left(w_2 - \frac{w_\alpha w_\beta}{w_\alpha + w_\beta} \right).$$

Hat man durch Variiren von p_2 und w_2 die Nulleinstellung des optischen Telephons erreicht, und sind n , w_α , w_β , w_2 bekannt, so erhält man aus den obigen Gleichungen p_1 und p_2 .

In w_α und w_2 ist der Widerstand der Inductionsrollen, also Kupferdrahtwiderstand, mit enthalten; es ist deshalb wegen der Temperaturfehler sicherer, die Widerstandsmessung unmittelbar an die Einstellung mit Wechselstrom anzuschliessen.

Dies geschieht, indem man nach der Einstellung mit Wechselstrom die Nulleinstellung der Brücke für constanten Strom gesucht wird. Dazu muss w_2 um R verringert werden. Es ist dann:

$$w_2 - \frac{w_\alpha w_\beta}{w_\alpha + w_\beta} = R.$$

Darauf wird der Zweig α geöffnet, sodass der Zweig 1 nur aus w_β besteht. Um den constanten Strom im Brückenweig zum Verschwinden zu bringen, muss nun w_2 um R' vermehrt werden. Dann ist:

$$w_\beta - w_2 = R'.$$

Führen wir R und R' in die obigen Gleichungen ein, so wird:

$$p_1 = \frac{w_\beta^2}{n(R + R')} \cdot \sqrt{\frac{R}{R'}}, \quad p_2 = \frac{\sqrt{R \cdot R'}}{n}.$$

Abgesehen von den Inductionsgesetzen beruht die Methode auf folgenden Voraussetzungen, dass

1. die Widerstände R , R' , w_β ihrem absoluten Werth nach bekannt sind;
2. die Schwingungszahl des Wechselstromes (n) genau bekannt ist;
3. die angewandten Widerstände und Selbstinduction „rein“ sind, d. h. dass die Widerstände inductions- und capacitätsfrei, die Selbstinductionsrollen capacitätsfrei sind.

Die Widerstände w_β , R und R' wurden sämmtlich einem Rheostaten entnommen, der in Siemens eingetheilt war. Die Widerstände desselben waren unter sich verglichen und corrigirt. Die Reduction auf gesetzliche Ohm erfolgte durch Vergleich mit einem Präcisionswiderstand der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt von 100 Ohm. Es ergab sich dabei, dass bei 19,4° C. 106,55 Einheiten des Rheostaten = 100 Ohm waren. Der Werth des Präcisionswiderstandes war von der Reichsanstalt auf 1,5 Zehntausendstel garantirt.

Der Wechselstrom wurde durch ein Inductorium geliefert, dessen primärer Kreis durch einen Saitenunterbrecher ca. 256 bez. 128mal in der Secunde geöffnet und geschlossen wurde. Der Ton (Grundton bez. erster Oberton) der Saite wurde mit einer Stimmgabel in Uebereinstimmung gebracht¹⁾, die 256 Schwingungen in der Secunde machen sollte. Entweder wurde genaues Unisono zwischen Gabel und Saite hergestellt oder die Schwebungen gezählt. Eine Uebereinstimmung auf mindestens $\frac{1}{10}$ Schwebung konnte dabei mit Sicherheit erreicht werden. Es entspricht dies einem Fehler von $\frac{1}{2560}$ oder ca. $4 \cdot 10^{-4}$.

Die Schwingungszahl der Controllgabel wurde durch Vergleich mit einer Präcisionsgabel von Rudolph König in Paris bestimmt. Sie machten bei gleicher Temperatur 11 Schwebungen in 31 Secunden. Beim Erwärmen der Controllgabel

1) Vgl. Wied. Ann. 44. p. 684. 1891.

wurden die Schwebungen langsamer, ihr Ton war also zu hoch. Der Ton der König'schen Gabeln ist bei 20° C. mindestens auf ca. $\frac{1}{10000}$ richtig.¹⁾ Für 1° C. Temperaturerhöhung sinkt die Schwingungszahl um ca. $\frac{1}{9000}$. Bei meinen Versuchen lagen die Temperaturgrenzen zwischen 18,7 und 19,6°, im Mittel also 19,15°. Danach ergibt sich die Schwingungszahl der Controllgabel zu

$$256 + \frac{11}{31} + \frac{256 \cdot 0,85}{9000} = 256,38.$$

Die dritte Voraussetzung ist nicht erfüllt, denn eine Inductionsrolle wirkt stets wie ein Condensator, und bifilare Neusilberwiderstände sind nicht inductions- und capacitätsfrei.

Es ist zu beweisen, dass der Einfluss hiervon auf die folgenden Messungen zu vernachlässigen ist.

Bei bifilaren Widerständen wirken Capacität und Selbstinduction in entgegengesetztem Sinne, sodass sie sich zum Theil aufheben. Bei grösseren Widerständen ist die Capacität, bei kleineren die Selbstinduction vorherrschend. Die Capacität von Inductionsrollen ist um so grösser und wirksamer, je grösser das Selbstpotential der Rolle ist.

Bei der Messung der Einheitsrolle von 10⁸ cm, wo grössere Widerstände in Anwendung kommen, ist demnach zu beweisen, dass die *Capacität* keine merkliche Wirkung ausübt; bei der kleineren Rolle von 10⁷ cm, dass die *Selbstinduction* der verwandten Widerstände keine Fehler verursacht.

Es handelt sich wesentlich um den Zweig 1 des Brückensystems, wo der zu messenden Rolle ein bifilarer Widerstand w_β parallel geschaltet ist. Die Capacität von Rolle c_α und Widerstand c_β addiren sich ($c_\alpha + c_\beta = c$). Es ist demnach zu untersuchen, in welcher Weise das Selbstpotential einer Rolle durch einen parallel geschalteten Condensator der Capacität c beeinflusst wird.

1) Der Herstellungsweise nach (vgl. Wied. Ann. 9. p. 394. 1880) ist der Fehler bei den Gabeln kleiner als $\frac{1}{100000}$, wie mir Hr. Dr. König auch freundlichst brieflich bestätigte. Durch den Resonanzkasten kann jedoch eine Aenderung der Schwingungszahl um ca. $\frac{1}{10000}$ verursacht werden. Die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt untersuchte König'sche Gabel zeigte mit Resonanzkasten ebenfalls nur einen Fehler von unter $\frac{1}{10000}$. (Vgl. Leman, Ztschr. f. Instrumentenk. 10. p. 170. 1890.) Diese kleinen Differenzen kommen natürlich bei den vorliegenden Messungen nicht in Betracht.

Der Widerstandsoperator eines Zweiges mit parallel geschalteter Capacität ist $= a / (1 + i n a c)$, wenn a der Widerstandsoperator des Zweiges ohne Capacität ist. a ist in unserem Fall $= w_a + i n p_1$. Also der Widerstandsoperator einer Rolle mit Capacität

$$= \frac{w_a + i n p_1}{1 + i n c (w_a + i n p_1)} = \frac{w_a}{1 - 2 n^2 c p_1 + n^2 c^2 (n^2 p_1^2 + w_a^2)} + i n p_1 \cdot \frac{1 - n^2 c p_1 - \frac{c w_a^2}{p_1}}{1 - 2 n^2 c p_1 + n^2 c^2 (n^2 p_1^2 + w_a^2)}.$$

Infolge der Capacität erscheint die Selbstinduction mit einem Factor multiplicirt, dessen grösste von c abhängige Glieder $n^2 c p_1$ und $c w_a^2 / p_1$ sind.

Die Capacität der Inductionsrolle ist sehr gering¹⁾, jedenfalls unter 10^{-4} *M. F.* Der parallel geschaltete Widerstand w_β war im Maximum 200 Siemens. Die Capacität einer solchen Widerstandsrolle beträgt etwa $2-3 \cdot 10^{-4}$ *M. F.*²⁾ Nehmen wir also $c = 3 \cdot 10^{-19}$, $p_1 = 10^8$ und $w = 27 \cdot 10^9$, $n = 2 \pi \cdot 256$, so wird $c w_a^2 / p_1 = 8 \cdot 10^{-7}$ und $n^2 c p_1 = 7,5 \cdot 10^{-5}$, beides ist bei den vorliegenden Messungen neben der Einheit zu vernachlässigen.

Für kleinere Rollen und Widerstände ist der durch die Capacität bewirkte Fehler noch viel geringer, jedoch kommt eventuell die Selbstinduction des Widerstandes w_β in Frage. Führen wir diese Selbstinduction (p_β) ein, so ist die Bedingungs-gleichung für das Verschwinden eines Sinusstromes im Brücken-zweig:

$$\frac{(w_a + i n p_a)(w_\beta + i n p_\beta)}{w_a + w_\beta + i n (p_a + p_\beta)} = w_2 + i n p_2.$$

Hieraus nach Trennung der Reellen und Imaginären:

$$w_2 = \frac{w_a w_\beta}{w_a + w_\beta} + \frac{n_2 p_a p_a - n^2 p_\beta (p_a - p_2)}{w_a + w_\beta}$$

und

$$p_a = \frac{p_2 (w_a - w_\beta)}{w_\beta - w_2} + \frac{p_\beta (w_2 - w_a)}{w_\beta - w_2}.$$

1) Vgl. M. Wien, Wied. Ann. 44. p. 712. 1891.

2) Ueber diesbezügliche Messungen wird in nächster Zeit von anderer Seite berichtet werden.

Diese Gleichungen stimmen mit den obigen (p. 3) überein, falls die p_β enthaltenden Glieder gegen die übrigen zu vernachlässigen sind.

Am ungünstigsten lag der Fall bei einer Messung, wo $w_\beta = 20$ Siemens war. Eine solche bifilare Rolle besitzt bei einem Drahtdurchmesser von 0,6 mm ein Selbstpotential von der Grössenordnung $2,5 \cdot 10^3 \text{ cm.}^1$) Bei der betreffenden Messung war $p_2 = 5 \cdot 10^6 \text{ cm}$, $p_a = 10^7$, $w_a = 3$ Siemens, $w_\beta = 20$ Siemens.

Beim Einsetzen dieser Grössen in die obige Gleichung ergibt sich, dass die Glieder mit p_β bei w_2 nur 2 Zehntausendstel; bei p_a 1,5 Zehntausendstel des Ganzen betragen.

Aus allen diesen Betrachtungen geht hervor, dass die „methodischen“ Fehler bei den folgenden Messungen auch in den ungünstigsten Fällen nur einige Zehntausendstel be-

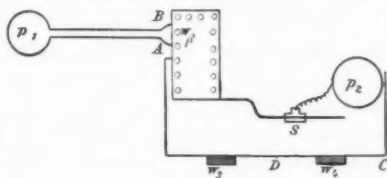


Fig. 3.

trugen. Uebrigens hätten derartige Fehler auch bei den mit verschiedenen Schwingungszahlen und verschiedenen Widerständen ausgeführten Messungen hervortreten müssen.

Die Versuchsanordnung bei den definitiven Messungen war folgende (vgl. Fig. 3).

Der Zweig 1 der Brücke (AB) bestand aus der zu untersuchenden Rolle p_1 , welche zur Vermeidung gegenseitiger Induction ca. 1 m durch einen bifilaren Draht von der übrigen Brücke entfernt war. Der Rolle parallel war der Rheostatenwiderstand w_β geschaltet, etwa von derselben Grösse, wie der scheinbare Widerstand ($\sqrt{w_a^2 + n^2 p_1^2}$) der Rolle. Im Zweige 2 (BC) befanden sich die übrigen (kleineren) Widerstände der Rheostaten, ferner ein kleiner Platindraht mit Quecksilberschleifcontact (S), der den Widerstand des Zweiges 2 auch noch innerhalb 0,1 Siemens zu variiren gestattete, und schliesslich der Apparat zum Variiren der Selbstinduction (p_2). Zweig 3 (CD) und 4 (DA) bestanden aus je 50 Siemens bifilaren Neusilberwiderstandes.

1) H. F. Weber, Berl. Ber. p. 511. 1886.

Im Brückenweig befand sich ein optisches Telephon. Es wurden zwei Instrumente benutzt, die auf die Schwingungszahlen 256 resp. 128 eingestimmt waren. Bei Anwendung stärkerer Wechselströme waren die Ströme höherer Perioden oft so stark, dass bei dieser Anordnung das Spaltbild nicht ganz scharf wurde, trotzdem der Grundstrom im Brückenweig verschwand.¹⁾ Diesem Uebelstande konnte durch passende inductionsfreie Nebenschlüsse zur Unterbrechungstelle im primären Kreis des Inductoriums und zum optischen Telephon abgeholfen werden, wodurch die Ströme höherer Perioden geschwächt wurden.

Der Gang eines Versuchs war folgender: Zunächst wurde eine angenäherte Einstellung gemacht. Darauf wurde die Schwingungszahl des Saitenunterbrechers nochmals mittels der Controllstimmgabel regulirt, resp. die Schwebungen gezählt und dann die definitive Einstellung gemacht. Sofort danach wurden wieder die Schwebungen controllirt.

Der gestöpselte Rheostatenwiderstand r_a des Zweiges 2 wurde abgelesen, mittelst einer Wippe ein constanter Strom in die Brücke geschickt und ein Galvanometer in den Brückenweig gebracht. Durch Aenderung von w_2 wurde dann die Brücke für constanten Strom eingestellt. Da der Rheostat nur bis zu 0,1 Siemens hinunter eingetheilt war, gelang dies nicht vollständig, sondern es mussten die Bruchtheile von 0,1 Siemens durch die Ausschläge des Galvanometers bestimmt werden. Der Rheostatenwiderstand des Zweiges 2 + der aus den Galvanometerausschlägen berechneten Correction war dann $= r_b$. Daraus ergab sich $R = r_a - r_b$. Nun wurde die Rolle p_1 ausgeschaltet, sodass nur w_β im Zweig 1 blieb, und wieder der constante Strom im Brückenweig durch Stöpseln des Rheostaten zum Verschwinden gebracht. Der Rheostatenwiderstand im Zweig 2 war jetzt r_c . Hieraus $R' = r_c - r_a$, p_1 konnte nun aus der obigen Gleichung

$$p_1 = \frac{w_\beta^3}{n(R + R')} \sqrt{\frac{R}{R'}}$$

berechnet werden.

1) Vgl. Wied. Ann. 44. p. 684. 1891.

Die zur Messung notwendigen drei Widerstände w_β , R und R' waren hiernach drei gestöpselte Widerstände desselben Rheostaten, die unmittelbar hintereinander bestimmt wurden. Es trug dies offenbar viel zur Sicherheit der Messung bei. Als Beispiel sei eine vollständige Versuchsreihe hier mitgetheilt. Die Widerstände sind in Siemens angegeben. Die „corrigirten“ Zahlen enthalten die Correctionen der Widerstände des Rheostaten, wie sie sich beim Vergleich untereinander ergeben hatten:

$$w_\beta = 200 \text{ corr. } 200,15.$$

Der Wechselstrom verschwand im Brückenweig, als im Rheostat gestöpselt waren $r_a = 76,5$ corr. 76,422. Die Einstellung für constanten Strom erfolgte für den Rheostatenwiderstand $r_b = 13,6 + 0,049$ (aus den Galvanometerausschlägen berechnet) = corr. 13,634. Also $R = r_a - r_b = 62,788$.

Nach Oeffnung des Zweiges α verschwand der constante Strom für $r_c = 188,24$ corr. 188,17, also $R' = r_c - r_a = 188,17 - 76,422 = 111,75$.

Eine zweite Einstellung gab: $r_a = 76,422$, $r_b = 13,560$, $r_c = 188,08$, $R = 62,862$, $R' = 111,66$.

Also als Mittelwerthe beider Einstellungen: $R = 62,825$, $R' = 111,71$. Hieraus:

$$P_1 = \frac{200,15^2 \cdot \sqrt{\frac{62,825}{111,71}}}{2 \pi \cdot 256,38 \cdot 1,0656 \cdot 174,53} = 1,0027 \cdot 10^8 \text{ cm.}$$

In dieser Weise wurden für die Schwingungszahlen 256 und 128 je 2 Messungen bei zwei verschiedenen w_β gemacht, so dass für jede Rolle 4 Werthe erhalten wurden. Die folgende Tabelle giebt die Resultate: Die Widerstände sind in corrigirten Rheostatenwiderständen angegeben. Zur Reduction auf Ohm müssen dieselben durch 1,0656 bei 19° C. dividirt werden.

10^8					
N	w_β	R	R'	P_1	Δ
256,38	200,15	62,82	111,71	1,0027	0,00095
256,38	100,—	49,28	27,979	1,0008	0,00095
129,18	100,—	23,826	53,305	1,0023	0,00055
129,20	39,950	13,955	8,996	1,0012	0,00055
Mittel (1,00175 \pm 0,00029) 10^8					

N	w_β	10^7				Δ
		R	R'	p_1		
256,38	9,994	4,784	2,842	0,9900		0,00127
256,38	19,983	6,106	11,196	0,9928		0,00153
128,89	6,983	2,018	2,814	0,9903		0,00097
128,89	9,994	2,280	5,342	0,9920		0,00073
Mittel (0,99127 \pm 0,00045) 10^7						

Da nach Obigem principielle Fehler nicht in Betracht kommen, so giebt der wahrscheinliche Fehler der Beobachtungen gleichzeitig den wahrscheinlichen Fehler bei der Bestimmung des wahren Werthes der Selbstinduction.

Hiernach glaube ich den absoluten Werth des Selbstpotentials der Einheitsrollen auf mindestens 1 pro mille garantiren zu können.

Der Vergleich zweier Selbstpotentiale nach der Maxwell'schen Methode ist sehr viel einfacher und sicherer, wie die absolute Messung, weil man dabei weder die Tonhöhe noch die absoluten Werthe der Widerstände, sondern nur das Verhältniss w_3/w_4 zu kennen braucht. Ein Fehler von über $1/10000$ erscheint dabei ausgeschlossen.

Der Vergleich der Rolle 10^8 mit der Rolle 10^7 ergab 10,1039 während das Verhältniss der direct gemessenen Werte

$$= \frac{10^8 \cdot 1,00175}{10^7 \cdot 0,99127} = 10,1048$$

ist. Die Differenz liegt durchaus innerhalb der Beobachtungsfehler, und ist ein Beweis mehr für die Sicherheit der absoluten Messung. Eine Wiederholung des Vergleichs nach 3 Monaten ergab 10,1042, so dass keine zeitliche Aenderung zu constatiren war.

Eine Temperaturerniedrigung der Rolle 10^7 um 15° C. bewirkte eine Verkleinerung ihres Selbstpotentials um 2—3 Zehntausendstel, wie es etwa dem linearen Ausdehnungscoefficienten des Kupfers entspricht.

Das Selbstpotential der Rollen ist demnach als merklich unabhängig von Zeit und Temperatur zu betrachten.

Die Einheitsrolle von 10^6 cm wurde durch Vergleich mit der Rolle 10^7 abgeglichen, weil bei directer absoluter Messung die genaue Bestimmung sehr kleiner Widerstände erforderlich gewesen wäre, was immer misslich ist.

Nach Fertigstellung dieser ersten 3 Einheitsrollen waren weitere Exemplare durch Vergleich mit diesen sehr leicht her-

zustellen. Das Brückensystem konnte zu diesem Zweck vollkommen symmetrisch eingerichtet, und das Hörtelephon dabei als Messinstrument verwandt werden.¹⁾

Das Selbstpotential der Einheitsrollen konnte nun auch viel genauer mit dem Sollwerth in Uebereinstimmung gebracht werden, als es bei den ersten Rollen möglich war. So besitzen die für das hiesige Institut gelieferten Exemplare die Selbstpotentiale:

$(1 - 0,0002) \cdot 10^6$, $(1 - 0,0005) 10^7$, $(1 + 0,0005) 10^8$ cm.

Die Differenz zwischen dem wahren Werth und dem Sollwerth übersteigt somit kaum die Grenzen der Beobachtungsfehler.²⁾

Würzburg, Physik. Institut der Univ., März 1896.

1) Bei voller Symmetrie der Brücke gelingt es nämlich, den Ton des Hörtelephons völlig zum Verschwinden zu bringen und dann ist die Einstellung leicht und sicher. Bei unsymmetrischer Brücke, z. B. beim Vergleich der Rollen 10^6 und 10^7 , ist das Minimum im Hörtelephon meistens infolge von Dispersion der hohen Obertöne schlecht, und man wendet hierbei besser das optische Telephon an.

2) Die Einheitsrollen wurden von dem Mechaniker Hrn. Siedentopf hier hergestellt und sind von demselben zum Preise von ca. 10 \mathcal{M} zu beziehen.

9. Die Wirkung des Magnetismus auf die electromotorische Kraft; von Alfred H. Bucherer.

Die Frage der Beeinflussung der electromotorischen Kraft eines electrochemischen Systems durch äussere Kräfte — wie unter anderem durch die Schwerkraft und durch einen constanten Druck — ist der Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen. Während sich im allgemeinen eine solche Beeinflussung im Sinne der Theorie nachweisen liess, haben sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Untersuchungen über eine Einwirkung des Magnetismus auf die Kraft eines Elementes, dessen eine oder beide Electroden aus paramagnetischem Material bestehen, zu widersprechenden Resultaten geführt. Aus diesem Grunde schien eine neue Untersuchung dieser Frage nützlich. Bevor ich die Ergebnisse derselben darstelle, sei es gestattet, einen kurzen Ueberblick über die bisherigen Forschungen zu geben.

Ira Remsen¹⁾ fand im Jahre 1881, dass ein Eisenstab, welcher in einer Kupfervitriollösung in ein magnetisches Feld gebracht wird, an den Stellen höherer magnetischer Intensität weniger rasch angegriffen wird, als an solchen geringerer Intensität, ein Umstand, welcher sich durch die Vertheilung des entstehenden Kupferniederschlages auf dem Stabe offenbart. Nachdem so der Einfluss der Magnetisirung auf den Vorgang der Lösung des magnetisirten Eisens festgestellt war, lag es nahe, Einwirkungen des Magnetismus auf die electromotorische Kraft eines Elementes, welches Eisenelectroden enthält, von welcher die eine sich im Felde und die andere ausserhalb desselben befindet, zu vermuthen.

Th. Gross²⁾ wies zuerst eine solche Einwirkung nach. Seine Beobachtungen sind die folgenden. In concentrirten Lösungen von FeCl_2 und FeSO_4 sind keine bestimmten Ströme

1) Ira Remsen, *La Lumière Electr.* 4. p. 126. 1882.

2) Th. Gross, *Sitzungsber. der kais. Ak. der Wiss.* 92. Dec. 1885.

beobachtbar. In Lösungen von FeCl_3 und $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ geht der Strom innerhalb der Lösung von der magnetisirten zur nicht magnetisirten Electrode. Gross beobachtete, dass der Strom zuerst in einer Richtung fließt und dann sich umkehrt, um in dieser zweiten Richtung constant zu werden. Der Schluss, welchen Gross aus seinen Experimenten zieht, ist, dass die Richtung der Ströme dadurch bestimmt werde, dass das „höchste electrische Potential“ an derjenigen Electrode vorhanden sei, an welcher das Maximum der Arbeit geleistet werde. Eine Möglichkeit von Concentrationsströmen verwirft er aus dem Grunde, dass diese eine von der beobachteten verschiedene Richtung haben müssten, indem ein Concentrationsstrom innerhalb der Lösung immer von der verdünnteren Lösung zur concentrirteren gehen müsse, während bei seinen Versuchen die in der concentrirten Lösung befindliche magnetisirte Electrode die Anode war.

Andrews¹⁾ unternahm ähnliche Experimente. Die von ihm verwandten Lösungen sind fast durchgehends starke Oxydationsmittel. Er beobachtet dieselbe Stromrichtung wie Gross bei Electrolyten, welche Ferrisalze liefern. Bei Verwendung von Salzsäure und Schwefelsäure dagegen die entgegengesetzte Stromrichtung. Er bringt den Umstand, dass die magnetisirte Electrode die Anode ist, in Zusammenhang mit der anscheinend grösseren Lösungsgeschwindigkeit derselben. In demselben Jahre veröffentlichten Rowland und Bell²⁾ die Ergebnisse ihrer Forschungen. Zur Erklärung der von ihnen beobachteten Ströme nehmen sie an, dass die primäre Wirkung des Magnetismus darin bestände, die magnetisirte Electrode zur Kathode zu machen, indem der Angriff der Säure bez. des Electrolyten auf das Eisen an solchen Stellen verringert oder aufgehoben werde, wo die Aenderung des Quadrates der magnetischen Intensität ein Maximum erreicht. Der permanente Strom in der entgegengesetzten Richtung sei dann einer secundären Wirkung zuzuschreiben. Rowland meint, die Auflösung des Eisens eines Magnetpoles erzeuge offenbar weniger Arbeit, als wenn dieses Eisen nicht magneti-

1) Andrews, Proc. Roy. Soc. **42**. p. 459—469. 1887; **44**. p. 152.

2) Henry A. Rowland u. Louis Bell, Am. Journ. **36**. p. 46.

sirt wäre. G. O. Squier¹⁾, welcher auch die Beeinflussung der electromotorischen Kraft durch den Magnetismus untersucht hat, schliesst sich der Ansicht Rowland's und Bell's an, indem er eine bestimmte primäre Wirkung des Magnetismus annimmt, wodurch die magnetisirte Electrode zur Kathode werde. Durch Ansammlung von Eisensalzen um die inducirten Pole der Electrode finde alsdann eine Aenderung der Reaction statt, welche die Umkehrung des Stromes verursache. Squier untersucht die Abhängigkeit der Grösse der erzeugten electromotorischen Kraft von der Feldstärke und findet, dass die Curve, welche diese Beziehungen darstellt, bei einer Feldstärke von 10 000 Einheiten horizontal wird, wenn die Feldstärken als Abscissen aufgetragen werden. Salpetersäure bildete den Electrolyten. Die hierbei beobachtete maximale electromotorische Kraft betrug 0,036 Volt. Um bei Wasserstoff entwickelnden Electrolyten die störende Wirkung des Wasserstoffs theilweise zu hindern, verwendet Squier gelatinöse Lösungen.

Nichols und Franklin²⁾ erhalten insofern abweichende Ergebnisse, als sie immer finden, dass die inducirten Pole sich anodisch verhalten. Die neutralen Stellen eines Magneten sind kathodisch gegen die inducirten Pole. Die von ihnen beobachteten Stromrichtungen erklären sie dadurch, dass sie annahmen, am inducirten Pol bilde sich Eisenoxydulsalz und an neutralen Stellen Oxydsalz. Die Erklärung der primären Stromrichtung und der Ströme, welche bei solchen Electrolyten beobachtet werden, welche Oxydulsalze liefern, wird von ihnen nicht versucht.

Von experimentellen Arbeiten ist schliesslich die Untersuchung von Hurmucescu noch zu erwähnen. Dieser Forscher beschränkt sich auf die Messung von electromotorischen Kräften, welche in Lösungen von verdünnter Essigsäure und Oxalsäure erhalten werden. Die beobachtete Stromrichtung innerhalb der Lösung geht von der nicht magnetisirten zur magnetisirten Electrode. Innerhalb der Feldstärken von 916 bis 7320 Einheiten wurden von ihm Kräfte gemessen, welche zwischen 0,002 und 0,014 Volt lagen. Hurmucescu erklärt

1) G. O. Squier, Am. Journ. 45.

2) Nichols u. Franklin, Am. Journ. of Science 31, 34, 35; Hurmucescu, Eclair. Electr. Nr. 6 u. 7. 1895.

Richtung und Grösse der Kräfte durch Hinweis auf die Theorie Duhem's.¹⁾ Dieser Forscher hatte im Jahre 1888 eine rein theoretische Behandlung der Frage unternommen und in eingehender Weise das Arbeitsäquivalent der durch die Magnetisirung hervorgerufenen Ströme auf Grund der Sätze der mechanischen Wärmetheorie abzuleiten gesucht. Der Gang seiner Ueberlegungen ist wie folgt. Eine electrochemische Reaction kann eine maximale Arbeit leisten, welche durch die Abnahme des thermodynamischen Potentials bestimmt ist. Berechnet man diese Abnahme einmal für den Fall, dass das betrachtete System magnetisirt ist, und dann für den Fall, dass dasselbe nicht unter dem Einfluss der Magnetisirung steht, so muss die Differenz der erhaltenen Beträge, welche bekanntlich den erzielten electromotorischen Kräften proportional sein müssen, dem Aequivalent der durch die Magnetisirung hervorgerufenen Aenderung der electromotorischen Kraft der Kette proportional sein. Duhem behandelt insbesondere den Fall, dass die Kette



magnetisirt wird.

Zunächst setzt er voraus, dass die Stellen der magnetisirten Eisenelectrode, welche vom Electrolyten angegriffen werden, gleichförmig magnetisirt seien.

Bedeutet alsdann E_1 die electromotorische Kraft der Kette, wenn dieselbe nicht magnetisirt ist, und E den Werth der Kraft, wenn dieselbe sich in einem magnetischen Felde befindet, so berechnet Duhem¹⁾ für E den Werth:

$$E = E_1 - \frac{\lambda M^2}{2 \delta F}.$$

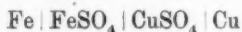
M bezeichnet die magnetische Intensität, d. h. das Moment der Volumeneinheit, F den Magnetisierungscoefficienten, λ das electrochemische Aequivalent des Eisens, δ das spezifische Gewicht desselben.

Aus dieser Gleichung schliesst Duhem, dass, wenn eine magnetische Substanz die negative Electrode bildet, dann bei der Magnetisirung der Kette die electromotorische Kraft der-

1) Duhem, De l'aimantation par infl. Paris 1888. p. 118—124.

selben abnimmt. — In einer späteren Arbeit¹⁾ hat dann Duhem noch darauf hingewiesen, dass Concentrationsänderungen, welche die magnetische Lösung im Felde erfahre, zur Erklärung der beobachteten Wirkungen heranzuziehen seien. „Es schiene“, so drückt Duhem sich aus, „dass die That-sachen nicht ausschliesslich durch die von ihm entwickelten Ursachen erklärt werden dürften“. — Was zunächst aus der hier gegebenen Uebersicht über die theoretischen Untersuchungen ersichtlich ist, ist das Bestreben, die bei der Erzeugung der Ströme verausgabte Energie als Arbeitsäquivalent der Magnetisierungsarbeit darzustellen.

Andrews und Nichols versuchen dagegen andere Erklärungen zu bringen, auf welche später näher einzugehen ist. — Bei den Ueberlegungen von Gross einerseits und von Duhem, Rowland, Squier und Bell andererseits fällt zunächst auf, dass sie in Bezug auf die theoretisch zu erwartende Stromrichtung zu entgegengesetzten Resultaten gelangen. Nach Gross ist die magnetisirte Electrode die Anode; nach Rowland und Duhem sowie denjenigen, welche sich den Ansichten der letzteren beiden anschliessen, die Kathode. Hingegen er giebt die Beobachtung, dass die Richtung des permanenten Stromes nur von der Natur des verwendeten Electrolyten abhängt. Letzterer Umstand an sich lässt sich schwer mit der Ansicht in Einklang bringen, dass die durch Magnetisirung erzeugte Aenderung des electrochemischen Potentials die beobachteten Ströme hervorrufe. Offenbar würde eine solche Aenderung des Potentials nur in durchaus eindeutiger Weise die electromotorische Kraft einer Kette:



beeinflussen können.

Fände nämlich durch Magnetisirung eine Verringerung der Kraft der Kette statt, so müsste eine magnetisirte Eisen-electrode, welche sich in einem beliebigen Electrolyten einer nicht magnetisirten gegenüber befände, die Kathode sein. Die experimentell festgestellte Abhängigkeit der Stromrichtung von der Natur des Electrolyten weist bereits darauf hin, dass

1) P. Duhem, Sur les dissolutions d'un sel magn. Ann. de l'école n. sup. p. 318. 1890.

die theoretischen Erörterungen auf die angezogenen Versuche nicht anwendbar sind. Duhem beruft sich mit Unrecht auf die Experimente von Gross als Belege seiner theoretischen Schlussfolgerungen.

Gross beobachtete nämlich, dass im Gegensatze zur Duhem'schen Theorie die magnetisirte Electrode die Anode war bei solchen Electrolyten, welche die stärksten Kräfte erzeugten.

Wenn man in die Duhem'sche Gleichung numerische Werthe einsetzt, so liefert dieselbe sehr kleine Werthe. Nach seiner Rechnung müsste eine magnetisirte Eisenelectrode, welche sich in beliebigem Ferrosalze befindet, gegen eine nicht magnetisirte, eine electromotorische Potentialdifferenz von

$$E = \frac{M^2 \lambda}{2 \delta F} = \frac{M H \lambda}{2 \delta}$$

aufweisen. Darin bedeutet H die Feldstärke, d. h. das Feld, welches die äusseren Magnete erzeugen, plus dem vom magnetisirten Eisen hervorgerufenen. F ist definiert aus

$$M = FH.$$

Die Werthe von M und H entnehmen wir den Versuchsergebnissen von Taylor Jones. Seine Daten beziehen sich auf gutes weiches Eisen. Es ist für:

$$H = 1440,$$

$$M = 1745.$$

Und da

$$\lambda = 0,00029,$$

$$\delta = 7,8,$$

so ergibt sich für die electromotorische Kraft:

$$E = \frac{0,00029 \times 1440 \times 1745}{7,8 \times 2 \times 10^7} = 0,0000046 \text{ Volt.}$$

Nun findet Hurmucescu (l. c.) bei einer magnetisirenden Kraft von 916 absoluten Einheiten eine electromotorische Kraft von 0,002 Volt. Also einen Werth, welcher 400mal grösser ist, als der theoretische. — Es gibt noch einen anderen Umstand, welcher gegen die Annahme spricht, dass die Potentialdifferenzen, welche man zwischen magnetisirter und nicht magnetisirter Electrode gefunden hat, von einer Beeinflussung

des electrochemischen Potentials durch den Magnetismus herführe. Wäre nämlich diese Annahme richtig, so müsste eine magnetisirte Eisenelectrode, welche in einem Electrolyten, der auf Eisen unter gewöhnlichen Umständen nicht einwirkt, einer nicht magnetisirten Eisenelectrode gegenübersteht, gegen letztere eine Potentialdifferenz aufweisen. Ein Versuch ergiebt, dass thatsächlich keine Potentialdifferenz besteht, die im entferntesten mit den angeführten zu vergleichen wäre. Als passendster Electrolyt erschien mir Ammoniumferrosulfat, weil bei diesem Salze, wenn es sorgfältig bereitet ist, die Gegenwart von Ferrisalzen ausgeschlossen ist. Bekanntlich oxydiren sich die einfachen Ferrosalze besonders in Lösung so schnell, dass bei der Berührung mit Eisen nothwendig eine Einwirkung stattfindet. Das Salz war von E. Merck bezogen; die Electroden bildeten Bündel von feinem weichem Eisendraht, welche vorher ausgeglüht waren, um so die Ursachen einer Ungleichheit möglichst zu vermeiden. Wurde das eine von den beiden Bündeln in der Lösung von Ammoniumeisensulfat zwischen die Polschuhe des Electromagneten gebracht, so konnte keine Potentialdifferenz durch ein Wiedemann'sches Galvanometer nachgewiesen werden, obwohl eine Kraft von 0,00001 Volt noch hätte beobachtet werden können. Die magnetische Feldstärke betrug rund 1200 Linien pro cm^2 , welche durch Messung der Drehung der Polarisationssebene des Lichtes in Schwefelkohlenstoff unter Verwendung von Natriumlicht ($4^\circ 30'$ auf eine Schicht von 4,9 cm Schwefelkohlenstoff) berechnet wurde. Sämmtliche hier beschriebenen Versuche wurden mit diesem Felde unternommen.

Zur Erklärung der mit anderen Electrolyten beobachteten Ströme lag es nun nahe, anzunehmen, dass die Beschaffenheit der an den beiden Electroden sich bildenden Eisensalze die Ursache der auftretenden Ströme sein müsste. Es musste das an der magnetisirten Electrode entstehende Eisensalz entweder in Bezug auf Concentration oder in Bezug auf chemische Constitution oder auch in beiden Eigenschaften sich von dem an der nicht magnetischen Electrode sich bildenden Salze unterscheiden. Man kann thatsächlich leicht mit blossem Auge eine Ansammlung von Eisensalzen um die in einem starken Magnetfelde inducirten Pole eines den Kraftlinien

entlang liegenden Eisenstäbchens, welches sich in Salpetersäure löst, beobachten.

Kugelförmige Hüllen einer dunklen Lösung umgeben die Pole. Diese Erscheinung ist natürlich als ein Festhalten der entstehenden Salze an den Stellen hoher magnetischer Intensität aufzufassen, und nicht als eine Konzentrationsänderung, welche das Magnetfeld in einer vorher homogenen Lösung bewirkt.

Ohne irgend eine Hypothese einzuführen, wird der Vorgang dahin aufzufassen sein, dass unmittelbar am Eisen sich zunächst Ferrosalz bildet, welches an den Electroden festgehalten wird. Dieses Ferrosalz wird dann je nach der Entfernung vom metallischen Eisen mehr oder weniger rasch zu Ferrisalz oxydirt. Dieser Vorgang der Oxydation wird an neutralen Stellen des Eisenstäbchens rascher sich vollziehen und diese neutralen Stellen werden deshalb in Berührung mit einer Lösung sein, welche mehr Ferrisalz enthält, als die Lösung um die Pole, wo die Diffusion durch die magnetische Anziehung verhindert oder vielmehr verzögert wird.

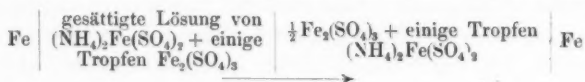
Bei Verwendung von Ferrisalzen als Electrolyten anstatt der Salpetersäure müssen sich analoge Konzentrationsverhältnisse einstellen. Unmittelbar an den Polen wird das durch Einwirkung von Ferrisalzen auf das Metall sich bildende Ferrosalz festgehalten, sodass hier eine Lösung vorherrschen muss, welche viel Ferrosalz und entsprechend wenig Ferrisalz enthält, während an den neutralen Stellen eine an Ferrisalz reichere und an Ferrosalz ärmere Lösung sich vorfindet.

Da es nun wohl bekannt ist, dass in einer Kette, welche gleichartige Electroden hat, welche von verschiedenen concentrirten Lösungen eines das Electrodenmetall enthaltenden Salzes umgeben sind, Ströme entstehen, deren electromotorische Kräfte der Grössenordnung nach mit dem durch Magnetisirung hervorgerufenen stimmen, so ist es von vornherein wahrscheinlich, dass die Ströme, deren Ursprung auf so mannichfaltige Weise interpretirt worden ist, einfache Konzentrationsströme sind.

Th. Gross hat, wie wir gesehen haben, eine solche Möglichkeit erwogen, sie aber alsbald verworfen, weil die beobachtete Stromrichtung nicht mit der eines Konzentrationsstromes, wie er ihn auffasste, stimmte. In einer Salpetersäurelösung ist

unstreitig die Gesamteisenconcentration, wie dies schon der Augenschein lehrt, um die inducirten Pole eines magnetisirten Eisenstäbchens grösser, als an den neutralen Stellen; und käme es nur auf die Gesamtconcentration an, so müsste, wenn die durch Magnetisirung hervorgerufenen Ströme in ihrer Richtung von dieser Gesamtconcentration abhingen, der Strom von den neutralen Stellen innerhalb der Lösung zu den Polen gehen.

Von mir unternommene Experimente beweisen nun, dass die Gesamtconcentration der um zwei gleiche nicht magnetisirte Eisenelectroden befindlichen Lösungen für die Stromrichtung nicht ausschlaggebend ist. Vielmehr wird diese Richtung fast ausschliesslich von den Concentrationen der die Electroden umgebenden Ferrisalze bestimmt. In der Kette:



ging der Strom innerhalb der Flüssigkeit von der gesättigten Ferrosalzlösung zur Ferrisalzlösung.

Die mittels der Compensationsmethode gemessene Kraft betrug 0,11 Volt. Stellte man eine magnetisirte Electrode aus weichem ausgeglühten Eisendraht in einer Ferrisulfatlösung, welche 6 Grammmoleküle im Liter enthielt, einer nicht magnetisirten gegenüber, so entstand ein Strom von einer Kraft von 0,068 Volt. Da diese Kraft ungewöhnlich gross war, wurden fünf Messungen mit anderen Electroden gemacht. Alle ergaben eine electromotorische Kraft von über 0,06 Volt. Die Kette:



ergab eine Kraft von 0,028 Volt.

Um mich davon zu überzeugen, dass ganz allgemein eine magnetisirte Electrode in Ferrisalzlösungen oder in solchen Lösungen, welche Ferrisalze liefern, gegen die nicht magnetisirte die Anode ist, habe ich die electromotorische Kraft einer Anzahl entsprechender Ketten gemessen. Einige von diesen Ketten wurden bereits qualitativ von Andrews (l. c.) untersucht. Die Feldstärke betrug 1200 Linien pro cm^2 , Temp. 18°C .

Fe nicht magn.	$\frac{1}{2}\text{FeCl}_3$	Fe magn.	0,005 Volt
"	$\text{K}_2\text{CrO}_4 + \text{HNO}_3$	"	Schwankende Stromrichtung; grosse Kräfte
"	$\text{KClO}_3 + 2\text{HNO}_3$	"	0,002 Volt
"	$\text{KClO}_3 + \text{HCl}$	"	0,0025 Volt
"	$\text{HNO}_3 + \text{HCl}$	"	Wechselnde Stromrichtung; nicht messbar
"	$\frac{1}{3}\text{HNO}_3 + \frac{1}{3}\text{FeCl}_3$	"	0,003 Volt, nach 10 Min. konst. 0,007 Volt

Die Stromrichtung war bei diesen Ketten, soweit sie überhaupt bestimmbar war, immer derart, dass die magnetisirte Electrode die Anode war.

Bei fast allen diesen Ketten macht sich ein Umstand geltend, welcher zuerst von Gross beobachtet wurde und welcher mir anfangs schwer erklärlich erschien; es ist dies die Thatsache, dass beim Schliessen des erregenden Stromes zuerst ein Strom entsteht, welcher die Richtung von der nicht magnetischen zur magnetischen Electrode innerhalb der Flüssigkeit nimmt. Diesen Strom bezeichnet Rowland als den primären, durch Magnetisirung hervorgerufenen Strom, während er den permanenten, in entgegengesetzter Richtung fliessenden Strom als secundären bezeichnet. Da die Magnetisirungsarbeit in keiner directen Beziehung zu den beobachteten Strömen steht und es andererseits nicht zulässig erscheint, die permanente Wirkung einer Kraft als secundär zu bezeichnen, wenn diese Kraft eine nicht unbedeutende Arbeitsleistung aufweist, so erschien mir eine andere Erklärung als sehr wünschenswerth. Zunächst lag es nahe, diese Ströme in eine Beziehung zum Vorgang der Magnetisirung, d. h. zum Vorgang der Erregung des Electromagneten, zu bringen. Von einer Inductionswirkung, welche durch Erregung des Electromagneten stattfände, rührte die primäre Wirkung nicht her, denn als die Polarität desselben geändert wurde, blieb die Richtung des primären Stromes der Kette ungeändert. Dagegen konnte ich feststellen, dass eine Erschütterung der einen von zwei sonst gleichen Eisenelectroden, welche sich in Ferrisalzen befinden, einen Strom hervorruft, welcher innerhalb der Lösung von der nicht erschütterten Electrode zur erschütterten geht. Durch Messungen habe ich mich davon überzeugt, welche Werthe die durch Störung der die eine von zwei

gleichartigen Electroden umgebenden Flüssigkeit erzeugten electromotorischen Kräfte erreichen können.

Hat man die Kette

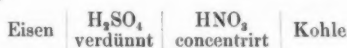


so erzielt man durch continuirliches Rühren eine electromotorische Kraft von 0,012 Volt. Diese Kraft blieb 2 Minuten lang fast vollständig constant, und zwar war die Electrode, welche sich in der gerührten Flüssigkeit befand — zwei Bechergläser mit der Eisensalzlösung waren durch einen Heber miteinander verbunden — die Kathode. Bei der Erregung eines Electromagneten tritt nun immer eine Erschütterung ein, und zwar selbst dann, wenn man glaubt, das im Magnetfelde befindliche Eisenstäbchen, welches die Electrode bildet, durch starke Befestigung gegen eine etwaige Bewegung geschützt zu haben. Um dies zu beweisen, wurde folgender Versuch gemacht. Zwei gleichartige Kupferelectroden wurden in zwei mit mässig concentrirter Salpetersäure gefüllte und mit einem Heber verbundene Bechergläser gebracht, Die eine der beiden Electroden, an welcher ein vollständig mit Paraffin überzogenes Eisenstäbchen festgekittet war, wurde zwischen die Polschuhe des Electromagneten gebracht. Wurde letzterer erregt, so trat ein Strom auf, welcher innerhalb der Kette von der im Magnetfelde befindlichen Electrode ausging, und zwar entstand ein Strom, wenn auch von bedeutend geringerer Stärke, falls die im Felde angebrachte Electrode gut befestigt war. Da nun die Richtung der so erzeugten Ströme mit der Stromrichtung übereinstimmt, die beobachtet wird, wenn man die salpetersaure Lösung, welche die eine von zwei gleichartigen Kupferelectroden umgiebt, rührt, und da ferner ohne das angekittete Eisenstäbchen keine Ströme entstehen, so muss sich letzteres nothwendig durch die Erregung des Electromagneten bewegt haben, und wir sind zur Schlussfolgerung berechtigt, dass die von Rowland als primäre Wirkungen der Magnetisirung bezeichneten Erscheinungen nichts sind, als Erschütterungsströme.

Nachdem wir so die bei Verwendung von Ferrisalzen und allgemein von Ferrisalze liefernden Electrolyten auftretenden Ströme erklärt haben, müssen wir auf die von

Nichols und Franklin entwickelte Ansicht zurückkommen, gemäss welcher diese Erscheinungen auf eine Verschiedenartigkeit der an der magnetisirten und der nicht magnetisirten Electrode sich abspielenden chemischen Reactionen zurückführbar sind.

Franklin und Nichols führen zur Stütze ihrer Anschauung ein Experiment an, durch welches sie nachwiesen, dass die Kette:



eine um 0,45 Volt höhere electromotorische Kraft habe, als die Kette:



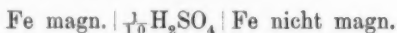
Abgesehen davon, dass dieses Experiment in keiner Weise die bei Verwendung von Ferrisalzen hervorgerufenen Ströme erklärt, scheint mir die von ihnen untersuchte Kette nicht eine Analogie mit den Verhältnissen zu bieten, welche dann obwalten, wenn bei Verwendung von Salpetersäure eine von sonst gleichen Eisenelectroden sich im Magnetfelde befindet. Die von den beiden Forschern untersuchte Combination ist nichts als eine Oxydationskette. Um die Eisenelectrode, welche der im Magnetfelde angebrachten analog sein soll, befindet sich Schwefelsäure, während doch thatsächlich bei Verwendung von Salpetersäure Ferrinitrat, Ferronitrat und Salpetersäure zugegen sein müssen, und zwar sind diese Reagentien ebenfalls an der nicht magnetischen vorhanden, sodass die Ströme nur durch die an den beiden Electroden anwesenden Mengenverhältnisse erklärt werden können, nicht aber durch eine Verschiedenartigkeit der Reaction.

Nunmehr wollen wir zu einer Untersuchung der Ketten übergehen, welche einen Ferrosalz liefernden Electrolyten enthalten und in denen eine magnetisirte einer nicht magnetisirten Electrode gegenübersteht.

Wie wir gesehen haben, ist das allgemeine Ergebniss der von mehreren Forschern untersuchten Ketten dieser Art, dass die electromotorischen Kräfte bedeutend kleiner als bei Ferrisalzen sind und dass ferner der electriche Strom innerhalb der Lösung von der nicht magnetisirten zur magnetisirten

Electrode geht; also umgekehrt wie bei den vorher erörterten Ketten. Offenbar kann die Ursache der Stromerzeugung hier nicht wesentlich anders sein. Da aber nur Ferrosalze erzeugt werden, so wird die Stromrichtung eindeutig durch die Gesamtconcentration der Eisensalze um die beiden Electroden bestimmt.

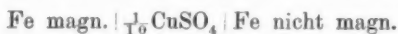
Bekanntlich gehen solche Ströme von der Electrode der concentrirten Lösung zur verdünnten im äusseren Stromkreise. Verwendet man Wasserstoff entwickelnde Säuren als Electrolyte, so stört offenbar die beständige Gasentwicklung den Vorgang der Ansammlung von Eisensalz an der Electrode, und die Folge ist, dass die hervorgerufenen Ströme sehr schwach sind. So lieferte die Kette



eine electromotorische Kraft von 0,0008—0,001 Volt. Meine Bemühungen, die störende Wirkung der Gasentwicklung zu neutralisiren, blieben erfolglos. Doch sind wir nicht auf die Verwendung von Wasserstoff entwickelnden Säuren allein angewiesen, wenn es sich darum handelt, die Stromrichtung zu constatiren, welche auftritt, wenn Electrolyte verwendet werden, durch deren Reaction mit den Electroden Ferrosalze entstehen. Wählt man nämlich Kupfervitriol als Electrolyten, so reagirt dieses auf das Eisen unter Bildung von Ferrosulfat und unter gleichzeitiger Kupferabscheidung. Wie Remsen zuerst constatirt hat, wirkt Kupfervitriol auf ein magnetisirtes Eisenstäbchen in der Weise, dass an Stellen inducirter Polarität kaum ein Kupferniederschlag entsteht, d. h. die Stellen höchster Intensität der Magnetisirung sind anscheinend gegen Angriffe geschützt, ein Umstand, welcher, wie wir gezeigt haben, auf die höhere Concentration der dort befindlichen Eisensalzlösung zurückzuführen ist.

Berücksichtigen wir nicht die Ungleichheit, welche sich zwischen einer magnetisirten und einer nicht magnetisirten Electrode bei Verwendung von Kupfervitriollösung als Electrolyten dadurch hervorgerufen wird, dass die magnetisirte Electrode einen geringeren Ueberzug von Kupfer besitzt, so müssen wir einen Strom erwarten, welcher innerhalb der Lösung von der nicht magnetisirten zur magnetisirten Electrode

geht. Andererseits habe ich mich durch das Experiment davon überzeugt, dass — wie dies auch von vornherein zu erwarten war — zwischen einer mit einem geringen Kupferanflug bedeckten Eisenelectrode und einer nicht bedeckten eine Potentialdifferenz besteht, welche mit zunehmender Dicke des Kupfers sehr rapid zu hohen Werthen aufsteigt. Diese Potentialdifferenz ist aber der durch Konzentrationsunterschiede an magnetisirter und nicht magnetisirter Eisenelectrode verursachten entgegengesetzt. Wenn also die Kette:



eine Kraft von 0,014 Volt entwickelt, wobei die magnetisirte Electrode die Kathode war, so ist dies ein Beweis von der Stärke der bei Anwendung von Ferrosalze liefernden Electrolyten erzeugten Kräfte. — Natürlich hat die Messung der Kraft der obigen Kette nur qualitativen Werth.

Nachdem die Untersuchung der Ursachen der durch Magnetisirung einer Kette erzeugten electromotorischen Kräfte ergeben hatte, dass dieselben durch Konzentrationsunterschiede der die Electroden umgebenden Lösungen hervorgerufen werden, wurde die Frage von Wichtigkeit, ob die Anziehung, welche ein Magnetpol, dessen chemische Wirkung auf den Electrolyten ausgeschlossen ist, auf diesen letzteren ausübt, solche Concentrationen erzeugen kann, dass er gegen dieselbe nicht magnetisirte Substanz eine messbare Potentialdifferenz entwickelt.

Um diese Frage zu entscheiden, wurde ein 0,33 cm dickes und 2,8 cm langes, oben zugespitztes Eisenstäbchen vergoldet, und zwar berechnete ich die Dicke des Goldüberzuges, welcher galvanisch hergestellt war, zu 0,025 mm. Stellte man dieses Stäbchen in eine Ferrisulfatlösung, welche zwei Gramm-moleküle im Liter enthielt, einer Electrode von reinem Golde gegenüber, so liess sich nach Abzug der auf eine geringe physikalische Ungleichheit des Goldes zurückführbaren Potentialdifferenz keine electromotorische Kraft, die über 0,0001 Volt betragen hätte, nachweisen.

Fassen wir das Ergebniss der Untersuchungen zusammen, so dürfen wir folgende Punkte als klargestellt betrachten:

1. In neutralen Ferrosalzen entsteht durch Magnetisirung der einen von zwei sonst gleichen Eisenelectroden keine electromotorische Kraft, welche 0,00001 Volt erreichte. Es können also die von Gross u. A. beobachteten Ströme nicht auf die Aenderung des electrochemischen Potentials des magnetisirten Eisens zurückgeführt werden.

2. Die durch Magnetisirung einer Kette, welche magnetische Substanzen als Electroden enthält, erzeugten Kräfte sind durch Concentrationsänderungen zu erklären, welche die magnetisirte Electrode bei ihrer Auflösung erzeugt.

3. Die Richtung der durch die Magnetisirung einer Kette hervorgerufenen Ströme hängt bei Gegenwart von Ferrisalzen fast ausschliesslich von der Concentration der letzteren an den beiden Electroden ab.

4. Sind nur Ferrosalze zugegen, so ist die Richtung der durch Magnetisirung erzeugten Ströme von der Gesamtkonzentration der Eisensalze abhängig.

5. Die von Rowland als primär bezeichneten Ströme sind Erschütterungsströme.

Zum Schlusse erfülle ich die mir angenehme Pflicht, Hrn. Prof. Dr. F. Braun für seine mir bei der Ausführung vorliegender Untersuchung zu Theil gewordene Unterstützung aufs wärmste zu danken.

Strassburg i. E., Physik. Inst., April 1896.

10. Ueber die Messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente, insbesondere über die Temperaturen im Bunsen'schen Blaubrenner; von W. J. Waggener.

(Im Auszuge mitgetheilt in der Sitzung der Physikal. Gesellsch. zu Berlin am 15. November 1895.)

(Hierzu Taf. III Fig. 1–19.)

§ 1. Flammentemperaturen hat man durch Thermoelemente zu messen versucht, deren eine Löthstelle man an die Stelle brachte, deren Temperatur zu messen war. Nach dieser Methode fanden als höchste Temperatur in der Flamme des Bunsen'schen Blaubrenners

Rossetti¹⁾ 1877 mit einem 0,3 mm dicken Thermoelement aus Platin-Eisen 1360°;

Rogers²⁾ 1892 mit einem Thermoelement aus Platin und Platin-Iridium 1230°;

McCrae³⁾ 1895 mit einem 0,2 mm dicken Thermoelement nach Le Chatelier aus Platin-Platinrhodium 1725°.

Dass die beiden erstgenannten Angaben zu niedrig sind, wird schon durch die Bemerkung von Bunsen⁴⁾, dass ein dünner Platindraht im heissesten Theil des Bunsen'schen Blaubrenners bis zu strahlender Weissgluth erhitzt wird, sehr wahrscheinlich gemacht.

Die geringe Uebereinstimmung der angeführten Ergebnisse liess eine nähere Untersuchung der Methode wünschenswerth erscheinen, eine Arbeit, welche ich im hiesigen Institut auf Vorschlag des Hrn. Prof. Warburg unternommen habe.

§ 2. Ich benutzte Thermoelemente nach Le Chatelier⁵⁾, welche aus Platin und einer Platinrhodiumlegirung (90 Proc. Platin, 10 Proc. Rhodium) bestehen. Die Elemente wurden

1) Rossetti, Atti Inst. Ven. (5) **3**. p. 809 und **4**. p. 279. 1877.

2) Rogers, Am. Journ. of science **43**, p. 301. 1892.

3) McCrae, Wied. Ann. **55**. p. 15. 1895.

4) R. Bunsen, *Flammenreactionen*. 2. Aufl. Heidelberg 1886. p. 7.

5) Le Chatelier, Journ. de phys. (2) **6**. p. 26. 1887.

geaicht, indem sie mit einem solchen Element verglichen wurden, für welches die Hrn. Holborn und Wien¹⁾ in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt den Zusammenhang zwischen der durch ein Luftthermometer gemessenen Temperatur der heissen Löthstelle und der electromotorischen Kraft bestimmt hatten, wenn die andere Löthstelle auf der Temperatur des schmelzenden Eises gehalten wurde. Die Bestimmungen von Holborn und Wien gehen bis auf 1500°. Da auch höhere Temperaturen (bis über 1700°) zu messen waren, so musste für diese eine Extrapolation vorgenommen werden. Die Temperaturangaben über 1500° sind also zweifelhaft. Die electromotorischen Kräfte der Elemente wurden mittels eines Voltmeters mit directer Ablesung, von der Form, wie sie Holborn und Wien zur Anwendung bei solchen Elementen empfohlen haben, gemessen. Es war nach Art der d'Arsonval'schen Galvanometer construirt und besass ein Messbereich von 0—0,015 Volt. Der kleinste Scalentheil, von welchem noch leicht die Zehntel geschätzt werden konnten, entsprach 100 Mikrovolt. Der Widerstand des Instrumentes betrug 295,4 Ohm. Im Verlauf der Untersuchung wurde das Voltmeter mehrfach geaicht und seine Angaben den Fehlern entsprechend corrigirt. Bei meinen Versuchen hatten die kalten Löthstellen Zimmertemperatur. Die angegebenen Temperaturen beziehen sich also auf die Zimmertemperatur (20°) als Nullpunkt.²⁾

Für die Messungen in der Flamme wurden die Contactstellen der Thermoelemente durch leichtes Zusammendrehen der beiden Drahtenden hergestellt. Diese an und für sich lockere Verbindung wird eine sehr innige, wenn man die Contactstelle in der Flamme bis zur Weissgluth erhitzt und vor dem Erkalten durch Ansetzen der Zange zusammenpresst. Bei den beiden geringsten Drahtdicken wurde indessen die Zange nicht angewendet, da es vollkommen ausreichend war,

1) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. 47. p. 107. 1892.

2) Bei den in den Verhandlungen der physikalischen Gesellschaft vom 15. Nov. 1895 gemachten Angaben bin ich von der Voraussetzung ausgegangen, dass die von Hrn. Waggener hier hinterlassenen Temperaturangaben schon auf den Eispunkt reducirt seien. Die dort angegebenen Temperaturen sind also um ungefähr 20° zu tief. Warburg.

die vorher zusammengedrehten Drahtenden in den heissesten Theil der Flamme zu bringen und gleichzeitig einen leichten Zug auf die Verbindungsstelle auszuüben, um dauernd guten Contact zu erhalten.

Zur Aichung der Thermoelemente bediente ich mich mehrerer Methoden.

1. Drei von den Elementen wurden in dem Temperaturbereich von 300—1000° mit dem Normalelement in folgender Weise verglichen. Auf der Oberfläche eines cylindrischen Porzellanstabes mit halbkugelförmig abgerundetem Ende waren vier gleichweit voneinander abstehende Längsrinnen angebracht, welche zur Aufnahme für die Drähte der beiden zu vergleichenden Thermoelemente dienten. Die Löthstellen der beiden Thermoelemente befanden sich in unmittelbarer Nähe voneinander und zwar in der Mitte der halbkugelförmigen oberen Endfläche, wo sich die Drähte der beiden Elemente senkrecht kreuzten. Der Stab mit den Drähten wurde dann in eine Porzellanröhre eingesetzt, welche denselben eng umhüllte und an dem Ende, an welchem die Contactstellen lagen, geschlossen war. Fig. 1A zeigt einen Querschnitt durch Stab, Drähte und umgebendes Rohr; in Fig. 1B ist das obere halbkugelförmige Ende des Porzellanstabes und die Lage der Contactstellen perspectivisch dargestellt. Das Ganze wurde von unten in einen kleinen Gasofen mit Ringbrenner eingesetzt, und zwar so, dass sich das geschlossene Ende der Röhre mit den Contactstellen im obersten Theil des vertical stehenden Heizrohres befand. Die Pole der beiden Thermoelemente wurden abwechselnd mit dem Voltmeter durch eine Quecksilberwippe verbunden und die Ablesungen in rascher Aufeinanderfolge gemacht und häufig wiederholt, um die Schwankungen der Temperatur zu eliminiren. Es gelang schliesslich, während der Dauer einer Beobachtungsreihe die Temperatur merklich constant zu halten.

Ein Nachtheil dieser Methode besteht darin, dass die der Erhitzung ausgesetzten Drahtstücke der Thermoelemente eine beträchtliche Länge (15—20 cm) besitzen und dass der Einfluss der nicht genau bekannten Widerstandsvermehrung, welche bei Messungen mit dem Voltmeter zu berücksichtigen ist, insbesondere bei Anwendung dünner Drähte zu merklichen

Fehlern Veranlassung geben kann. Es wurden daher Vergleichsmessungen nach einer anderen Methode vorgenommen, bei welcher sich die Erwärmung der Drähte nur auf wenige Centimeter erstreckte und welche noch ausserdem vor. der soeben beschriebenen den Vorzug hatte, dass man zu viel höheren Temperaturen gelangen konnte.

2. Die vier Drähte der beiden Elemente wurden durch vier enge, dünne, fest miteinander verbundene Porzellanröhren gezogen und am Ende dieser Röhren zu einer einzigen Contactstelle miteinander vereinigt, welche um einige Millimeter aus den Rohrenden herausragte. Ueber diesen Theil wurde zur Bedeckung der Contactstelle anstatt der vorher benutzten Porzellanröhre eine Kapsel aus Platinblech gestülpt, welche die herausragenden Enden der vier Drähte und einen Theil der Porzellanröhrchen dicht umschloss. Die gemeinsame Contactstelle der Thermoelemente berührte hierbei die innere Oberfläche der Platinkapsel bei *L* (Fig. 2). Die Elemente wurden wie vorher mit dem Voltmeter verbunden und das Röhrensystem in eine geneigte Lage gebracht (etwa 50° zur Verticalen), während man die Kapsel mit Hülfe des Bunsen'schen Brenners oder eines Leuchtgas-Sauerstoff-Gebläses, dessen Flamme senkrecht auf die Endfläche der Kapsel gerichtet wurde, erwärmte. Das Zusammenschmelzen der beiden Contactstellen zu einer einzigen war nach der von Holborn und Wien beschriebenen Methode vorgenommen worden. Dass dieses Verfahren richtige Resultate liefert, ergibt sich bei einer Vergleichung zweier Aichungen desselben Thermoelements nach dieser und der zuvor beschriebenen Methode, welche, soweit die letztere sich erstreckt, sehr nahe miteinander übereinstimmen. Ersetzte man die Platinkapsel durch ein dünnes Porzellanrohr, so ergaben die Aichungen die gleichen Resultate wie zuvor.

3. Eine Probe auf die Zuverlässigkeit der beiden benutzten Methoden, insbesondere auf die Unabhängigkeit ihrer Resultate von der Drahtdicke, wurde ferner in folgender Weise angestellt: Die drei Elemente mit den Drahtdicken 0,2 mm, 0,1 mm und 0,05 mm wurden, jedes mit jedem, nach beiden Methoden miteinander verglichen. Aus je zwei Versuchsreihen lässt sich dann eine dritte berechnen, und es ergab sich, dass die so

berechneten und die beobachteten Werthe stets in guter Uebereinstimmung waren.

Die den Resultaten sämmtlicher Aichungen entsprechenden Curven sind in Fig. 3 gegeben. Man darf annehmen, dass für Element IV (Drahtdicke 0,05 mm) bei 24 000 Mikrovolt der Fehler der Temperaturangabe, das Normalelement als richtig angenommen, $\pm 25^\circ$ nicht überschreitet.

§ 3. Die Messungen beziehen sich auf die Flamme des Bunsen'schen Blaubrenners, in welcher wir nach Bunsen den dunkeln Kegel und den Flammenmantel, weiter den äusseren (violetten) und inneren (blauen) Mantelsaum unterscheiden. Fig. 4 zeigt einen Verticalschnitt der Flamme durch ihre Symmetrieebene in $\frac{2}{3}$ natürlicher Grösse.

Zur Erzeugung der Bunsen'schen Flamme diente ein einfacher Brenner der gewöhnlichen Form, dessen Speiserohr 1 cm Durchmesser hatte. Die Höhe der Flamme war, wie bei allen frei brennenden Flammen, kleinen Schwankungen unterworfen, lag aber stets zwischen 12 und 13 cm. Um seitliche Schwankungen der Flamme während der Messungen thunlichst zu vermeiden, war dieselbe von einem Gehäuse aus Holz umschlossen, welches 50 cm hoch war und eine Grundfläche von 25×25 cm besass. In der Vorderwand war eine Glasscheibe eingesetzt, welche die Beobachtung der Flamme von aussen gestattete. Die Luft strömte frei in verticaler Richtung durch das Gehäuse, und zwar waren zu diesem Zweck weite Oeffnungen im Boden und Deckel desselben angebracht. Der Gasdruck wurde bei allen Versuchen durch Regulirung mit Hülfe eines Hahnes constant gehalten. Als Kriterium diente hierbei die Höhe des inneren dunkeln Kegels der Flamme, welche mit Hülfe zweier an der Vorder- bez. Rückwand des Kastens angebrachter Marken leicht und genau zu controlliren war.

Die Verschiebung des Thermoelementes in horizontaler und verticaler Richtung geschah mit Hülfe zweier, mit Millimetertheilung versehener Schienen, welche in Führungen liefen. So konnte man die Contactstelle des Thermoelementes auf sämmtliche Punkte einer Verticalebene einstellen, die zugleich eine Symmetrieebene der Flamme war. Die Thermoelemente wurden entweder durch eine hölzerne Fassung gehalten oder

durch Streifen von Asbestpappe, welche an der verticalen Schiene befestigt waren.

§ 4. *Formen des Thermoelementes.* Wie aus dem Folgenden (§ 7) hervorgeht, werden die Angaben des in die Flamme gebrachten Thermoelementes durch die Wärmeleitung der Drähte beeinflusst. Ich wandte daher die Elemente in verschiedenen Formen an, bei welchen der Einfluss der Wärmeleitung in sehr verschiedenem Maasse sich geltend macht. Alle diese Formen haben das Gemeinsame, dass sie in Beziehung auf die Verticalebene, welche durch die Contactstelle des Thermoelementes und die Flammenaxe gelegt werden kann, vollkommen symmetrisch angeordnet sind. In den folgenden Figuren (Fig. 5—9) stellen die beiden concentrischen Kreise einen Horizontalschnitt durch den unteren Theil der Flamme dar. Der äussere Kreis bedeutet darin den äusseren, der innere den inneren Mantelsaum. Die Linie AB ist die Horizontalprojection der durch die Contactstelle L gehenden Symmetrieebene der Flamme; LP und LR die beiden Drähte des Thermoelementes. Bei den endgültigen Versuchen gelangten folgende Formen des Thermoelementes zur Anwendung.

a) *Geradlinige Form.* In der Flamme bilden die beiden Drähte eine gerade Linie senkrecht zur Symmetrieebene (vgl. Fig. 5). Dies ist die Form, mit welcher der grösste Theil der Messungen ausgeführt wurde.

b) *V-Form.* Die Drähte haben, wie Fig. 6 zeigt, die Form eines lateinischen V, dessen Spitze durch die Contactstelle gebildet wird.

c) *Parallel-geradlinige Form.* Die Drähte des Thermoelementes laufen parallel und sind in geringem Abstand voneinander angeordnet (vgl. Fig. 7).

d) *Halbkreisförmige Form.* Der Theil der Drähte, welcher in der Flamme liegt, bildet einen mit dem Schnitt durch den Flammenmantel concentrischen Halbkreis. Für Messungen in verschiedenen Tiefen der Flamme musste diese Form in verschiedenen Radien hergestellt werden (Fig. 8).

e) *Kreisförmig spiralige Form.* Der im Innern der Flamme liegende Theil der Drähte ist in Form einer cylindrischen Schraubenlinie von anderthalb Windungen gebogen, deren Axe mit der Mittellinie der Flamme zusammenfällt. Auch hierbei

ist es nöthig, die Krümmungsradien entsprechend der Tiefe des zu beobachtenden Flammenpunktes zu wählen. Die Drähte liegen einander so nahe, als dies möglich ist, ohne dass die Gefahr einer Berührung vorliegt.

Die vierte und fünfte Form (*d* und *e*) sind nicht ganz leicht auszuführen und erleiden bei jeder Erhitzung in der Flamme eine Formänderung. Sie wurden mir von Hrn. Prof. Rubens vorgeschlagen und haben wesentlich zur Beantwortung der gestellten Frage beigetragen.

§ 5. *Flammenleitung und electromotorische Kraft der Flamme sind von keinem merklichen Einfluss auf die Resultate.*

Versuche über einen etwaigen störenden Einfluss der Flammenleitung wurden in verschiedener Weise angestellt.

1. Mit Hülfe des 0,1 mm dicken Thermoelementes wurden nacheinander zwei Versuchsreihen ausgeführt, bei welchen sich ein beträchtlicher Theil der beiden Drähte innerhalb der Flamme befand. Die Versuchsreihen unterschieden sich jedoch dadurch, dass bei der ersten das Element in der Form *b* (V-Form), bei der zweiten in der Form *c* (parallel geradlinigen Form) angewendet wurde und zwar waren im letzteren Falle die Drähte einander absichtlich möglichst nahe gebracht. Es ergab sich, dass die beobachteten electromotorischen Kräfte in der zweiten Versuchsreihe nicht merklich kleiner waren als die correspondirenden Werthe der ersten Reihe, ein Zeichen dafür, dass der Einfluss der Flammenleitung nur gering sein kann.

2. Ein Draht des Thermoelementes wurde durchschnitten und die beiden hierdurch entstandenen freien Enden innerhalb einer zweiten Flamme einander sehr nahe gebracht, während die erste Flamme dazu diente, die Contactstelle zu erwärmen (vgl. Fig. 10). Selbst wenn man die beiden freien Enden auf einer mehrere Centimeter betragenden Strecke innerhalb der Flamme fast bis zur Berührung brachte, war es nicht möglich, in dem eingeschalteten Voltmeter merkliche Ausschläge zu erhalten.

3. Während die Contactstelle, wie in dem oben besprochenen Fall, durch eine Flamme erhitzt wurde, schaltete man zwei ziemlich dicke Platindrähte in den Stromkreis ein, von denen jeder mit einem Poldraht des Thermoelementes in Verbindung stand. Diese beiden Platindrähte wurden parallel

aufgespannt und einander so nahe als möglich gebracht, während man sie durch eine zweite Flamme erhitzte. Es zeigte sich, dass hierdurch die Ausschläge des eingeschalteten Voltmeters nicht abnahmen, was bei einem merklichen Hervortreten der Flammenleitung hätte der Fall sein müssen.

Mit der gleichen Versuchsanordnung konnte ferner der Nachweis geführt werden, dass die Potentialdifferenzen, welche in den verschiedenen Theilen der Flamme vorhanden sind, keinen Einfluss auf die Angaben des Voltmeters ausüben können. Die beiden dicken Drähte wurden zu diesem Zweck in verschiedene Theile der Flamme gebracht, bald einander genähert, bald voneinander entfernt und ihre Form durch Verbiegen in der mannigfachsten Weise variirt. Ein hiervon herrührender messbarer Effect konnte indessen nicht beobachtet werden. Das gleiche negative Resultat lieferte ferner ein Versuch, bei welchem zwei Platindrähte, die mit den Klemmschrauben des Voltmeters in Verbindung standen, als Sonden in verschiedene Theile der Flamme eingeführt wurden. Auch hier waren keine Ausschläge wahrzunehmen.

§ 6. Die Löthstelle eines Thermoelementes wird wegen Strahlung und Leitung nicht die Temperatur des sie umspülenden Theils der Flamme annehmen und zwar unter Umständen eine tiefere, unter Umständen eine höhere. Die Temperaturdifferenz zwischen Flamme und Löthstelle wird aber um so kleiner werden, je dünnere Drähte benutzt werden; auch deshalb sollten möglichst dünne Drähte gewählt werden, weil alsdann die grösste Annäherung an die Bedingung stattfindet, dass im Bereich der Löthstelle die Flammentemperatur sich nicht merklich ändert. Aber auch bei Anwendung unendlich dünner Drähte kann man aus der beobachteten electromotorischen Kraft auf Grund vorhergegangener Aichung einen Schluss auf die Flammentemperatur nur unter der Voraussetzung ziehen, dass die thermoelectrischen Eigenschaften des Elementes in der Flamme nicht verändert werden. Eine solche Veränderung findet nun in der That statt, wie die folgenden Versuche zeigen.

Die Contactstelle eines Elementes wurde während langer Zeit der Erhitzung durch einen bestimmten Theil der Flamme ausgesetzt. Es wurde hierbei ein beträchtliches Anwachsen

der electromotorischen Kraft mit der Zeit, insbesondere bei den dünneren Drähten, regelmässig constatirt, wenn das Element in Bezug auf die Flamme symmetrisch angeordnet war. Jedoch zeigten sich bedeutende Unregelmässigkeiten, sobald diese Symmetrie im Geringsten gestört wurde. Das Element zeigte dann bald grössere, bald geringere electromotorische Kraft als man sie bei vollkommen symmetrischer Stellung des Elementes erhielt. Wie gross der Einfluss dieser Wirkungen sein kann, geht aus dem Umstand hervor, dass das Thermoelement negative Ausschläge ergab, wenn sich seine Löthstelle an bestimmten Stellen des dunkelen, inneren Kegels befand.

Hierauf wurde die Einwirkung der Flamme auf jeden der beiden das Thermoelement bildenden Drähte getrennt untersucht.

Ein einfacher Draht aus Platin-Rhodium, 0,1 mm dick, wurde in horizontaler Lage geradlinig ausgespannt und zwar derart, dass etwa 1,5 cm seiner Länge durch die Flamme hindurchgingen. Seine Enden wurden mit den Klemmschrauben des Voltmeters verbunden. In Fig. 11 ist diese Versuchsanordnung schematisch dargestellt. *BC* bedeutet die Drahtstrecke, welche sich innerhalb der Flamme befindet und bis zur Weissgluth erhitzt ist. Nachdem der Draht in dieser Weise 10 Stunden lang der Wirkung des Brenners ausgesetzt worden war, wurde dieser zu wiederholten Malen entfernt und eine sehr kleine, nicht leuchtende Stichflamme, deren Durchmesser weniger als 2 mm betrug, millimeterweise von *f* nach *g* und zurück bewegt, wobei in jeder Stellung der Stichflamme die Ausschläge des Voltmeters notirt wurden. Es stellte sich hierbei heraus, dass der Draht nunmehr thermoelectrische Eigenschaften angenommen hatte, und zwar wuchsen die beobachteten electromotorischen Kräfte mit der Dauer der vorausgehenden Einwirkung des Bunsenbrenners. Die hervorgebrachten Veränderungen waren, wie man dies erwarten konnte, symmetrisch in Beziehung auf Punkt *a*, welcher die Mitte der erhitzten Drahtstrecke bildete. Die unter dem Einfluss der dauernden Erwärmung entstandenen thermoelectrischen Eigenschaften lassen sich in folgender Weise beschreiben:

1. Befand sich die Stichflamme an den Punkten *a*, *e*, *d*,

f und g oder an irgend einem Punkt ausserhalb der Strecke fg , so war die electromotorische Kraft = 0.

2. Erwärmung des Drahtes zwischen e und f bewirkte das Auftreten einer electromotorischen Kraft und eines Stromes in der Richtung von B nach C .

3. Erwärmung des Drahtes zwischen a und e ergab einen Strom in der Richtung von C nach B .

4. Erwärmung des Drahtes zwischen a und d lieferte einen Strom in der Richtung von B nach C .

5. Erwärmung des Drahtes zwischen d und g lieferte einen Strom in der Richtung von C nach B .

Fig. 12 giebt eine graphische Darstellung dieser Versuchsergebnisse. Die jeweiligen Lagen der Stichflamme sind als Abscissen, die beobachteten electromotorischen Kräfte als Ordinaten aufgetragen.

Aehnliche Versuche, an einem Platinrhodiumdraht von 0,05 mm Dicke angestellt, ergaben nach $6\frac{1}{2}$ stündiger Erhitzung bereits nahezu die gleichen Werthe.

Die Vergleichung dieser Versuchsergebnisse mit dem Verlauf der Temperatur in der Flamme des Bunsen'schen Brenners (§ 7) lässt erkennen, dass *der Strom immer von der im Brenner stärker zu der weniger stark erhitzten Stelle durch die Stichflamme geht.*

Fig. 13 liefert ein Bild für eine analoge Versuchsreihe, welche an einem 0,1 mm dicken Platindraht nach vorausgehender zehnstündiger Erwärmung beobachtet wurde. Die Wirkungen sind, wie man erkennt, qualitativ dieselben, wie bei dem Pt-Rhodiumdraht, aber erheblich kleiner, als bei diesem. Eine weitere Steigerung der Erwärmungsdauer, welche der Untersuchung mittels der Stichflamme vorausging, lieferte nur wenig höhere electromotorische Kräfte, sodass die beobachteten Effecte angenähert als die Maximalwirkungen gelten können.

Nach diesen Versuchen beruht die Veränderung, welche die electromotorische Kraft des Thermoelementes durch längeres Verweilen in der Flamme erfährt, hauptsächlich auf einer Veränderung des Platinrhodiumdrahtes, und zwar zum Theil jedenfalls darauf, dass der Draht an verschiedenen Stellen in verschiedener Weise verändert wird.

Ein Platin-Platinrhodiumelement von 0,05 mm Dicke zeigte gleich, nachdem es in der beschriebenen Weise in die Flamme gebracht war, eine um 4240 Mikrovolt kleinere electromotorische Kraft, als nach längerem Verweilen in der Flamme, was einem scheinbaren Temperaturunterschied von ungefähr 400° entspricht.

Die Veränderung, welche die electromotorische Kraft des Thermoelementes in der Flamme erfährt, kann also zu erheblichen Fehlern Veranlassung geben. Versuche, diesen Fehler dadurch zu verhüten, dass man die Drähte mit einem Ueberzug von Porzellanmasse oder essigsaurer Thonerde versah, blieben erfolglos. Dagegen konnte die besprochene Fehlerquelle genügend dadurch vermieden werden, dass das Element nur während der zur Messung nöthigen Zeit in der Flamme belassen wurde; in der That ergab dann die Aichung vor und nach dem Versuch dasselbe Resultat.

§ 7. Um über den bereits mehrfach hervorgehobenen Einfluss der Wärmeleitung in den Drähten auf die Angaben der Thermoelemente ein Urtheil zu gewinnen, machte ich Versuche mit Elementen von verschiedener Drahtdicke. Ich brauchte Drahtdicken von 0,5, 0,2, 0,1, 0,05 mm, welche im Folgenden kurz durch I, II, III, IV bezeichnet werden sollen.

1. Es wurden die Temperaturen gemessen, welche die Löthstellen von Elementen I, II, III im äusseren Flammenmantel annehmen. Sämmtliche Elemente wurden in den Formen *a* (geradlinige), *d* (halbkreisförmige) und *e* (kreisförmig spiralige) angewandt (§ 4), und zwar bei *d* und *e* so, dass alle Punkte der Kreislinie möglichst homologe Flammenpunkte trafen. Augenscheinlich ist in den Formen *d* und *e* die Wirkung der Wärmeleitung sehr herabgemindert. Die Versuche ergaben nun, dass bei den Elementen III aus den dünnsten Drähten die drei verschiedenen Formen nahezu die gleichen Temperaturen der Löthstelle zeigten, während bei den Elementen II und noch mehr bei den Elementen I die Temperatur der Löthstelle für den Fall der Kreisform erheblich höher, als für den Fall der geradlinigen Form war. Ferner gab Element II in den Formen *d* und *e* dieselbe Temperatur der Löthstelle, wie Element III in der Form *a*. Auch mit dem Element I liess sich nahezu dieselbe Tem-

peratur der Löthstelle erzielen, wenn den $1\frac{1}{2}$ Windungen der Form *e* noch eine weitere Windung hinzugefügt wurde.

2. Die Löthstellen geradliniger Elemente I, II, III wurden in 27 mm Höhe über der Flammbasis quer durch die Flamme geführt, und es wurde jedesmal die Temperatur der Löthstelle in verschiedenen Abständen von der Flammenaxe gemessen, wobei die Messungen noch 2 mm über die sichtbare Grenze der Flamme hinaus fortgeführt wurden. Die Curven *A*, *B* und *C* der Fig. 14 enthalten die Resultate dieser Versuchsreihen in Form einer graphischen Darstellung, und zwar bezieht sich die Curve *A* auf Thermoelement I, *B* auf II, *C* auf III. Als Abscissen sind die Entfernungen der Löthstelle von der Flammenaxe, als Ordinaten die beobachteten electromotorischen Kräfte aufgetragen. Man erkennt deutlich, wie die Curven mit zunehmender Drahtdicke des Thermoelementes sich infolge der ausgleichenden Wirkung der Wärmeleitung mehr und mehr verflachen. Im äusseren violetten Flammenmantel, welcher den heissesten Theil der Flamme bildet, giebt Thermoelement *A* die tiefsten, *C* die höchsten Temperaturen der Löthstelle, während in unmittelbarer Nähe der Axe, d. i. im Innern des mit unverbranntem Gas erfüllten Conus, worin die Temperatur zweifellos nur wenig über der Zimmertemperatur liegt, *A* die höchsten und *C* die tiefsten Temperaturen der Löthstelle anzeigt.

3. Es wurde mit Elementen I—IV in verschiedener Höhe über der Flammbasis die Temperatur der Löthstelle gemessen, a) im äusseren Mantelsaum, b) in der Mitte des Flammenmantels, c) im inneren Mantelsaum.

Die Resultate dieser Versuchsreihen sind in drei Tabellen verzeichnet und in den Figuren 15, 16 u. 17 graphisch dargestellt. Die erste Tabelle bezieht sich auf die Temperaturangabe der vier Thermoelemente im äusseren Mantelsaum bei verschiedener Höhe *H* (Centimeter) über der Basis. Die zweite enthält die entsprechenden Beobachtungen in der Mitte des Flammenmantels, die dritte endlich gibt die Resultate der in verschiedenen Höhen im inneren Mantelsaum beobachteten Temperaturen. Die in den Tabellen in Mikrovolt angegebenen electromotorischen Kräfte sind mit Rücksicht auf die Fehler des Voltmeters corrigirt. Die einzelnen Elemente sind

wie früher durch die römischen Ziffern I, II, III und IV in der Reihenfolge ihrer Dicke bezeichnet. Ein hinzugefügter Index (a), bez. (b) charakterisirt die Form des angewendeten Elementes dergestalt, dass *a* die geradlinige, *b* die V-Form bedeutet. Ist kein Index beigefügt, so ist das Element in der Form *a* angewendet. Die in den Tabellen und Figuren angegebenen Temperaturen beziehen sich auf die Zimmertemperatur (20°) als Nullpunkt (§ 2).

Tabelle I.

Tabelle der Messungen, welche im äusseren Mantelsaum ausgeführt wurden. Die entsprechenden Curven sind in Taf. III, Fig. 15 angegeben.

H	Element I		Element II		Element IIIa		Element IIIb		Element IV	
	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.
0,1			13429	1255	15194	1424			21896	1592
0,5	10660	1115	16017	1461			15620	1460		
1	12230	1244	16672	1522	17730	1629	16458	1526	23604	1690
2	12830	1294	17242	1560	17948	1646	16997	1569	23845	1704
3	13037	1307	17375	1571	17853	1637	17367	1600	23604	1690
4	13410	1341	17334	1568	17562	1614	17232	1589	23430	1689
5	13460	1345	17213	1567	17317	1597	17097	1576	22581	1631
6	13815	1385	17044	1544	17168	1584	16955	1567	22610	1634
7	13555	1351	16932	1535	17026	1572	16742	1550	21905	1594
8	13265	1327	16632	1513	16813	1556			21905	1594
9	13360	1344							21520	1573
10	12920	1300								

Tabelle II.

Tabelle der Messungen, welche in der Mitte des Flammenmantels ausgeführt wurden. Die entsprechenden Curven sind diejenigen von Taf. III, Fig. 16.

H	Element I		Element II		Element IIIa		Element IIIb		Element IV	
	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.
0,1									20564	1517
0,5	11050	1147	15494	1420	16216	1506	11743	1145		
1	12135	1235	15869	1449	16422	1523	13227	1265	21886	1591
2	12920	1301	16342	1488	16252	1509	13156	1260	21712	1581
3	13120	1317	16350	1489	16152	1502	13930	1324	21055	1544
4	13215	1324	16143	1472	16046	1493	13930	1324	20980	1540
5	13360	1337	16119	1470	16145	1500	15549	1455		
6	13600	1356	16017	1462	16124	1499	16046	1494	20940	1536
7	13490	1347	16251	1480	15975	1488			20757	1527
8	13460	1345	16451	1489	16358	1517			21895	1535

Tabelle III.

Tabelle der Messungen, welche im innern blauen Mantelsaum vorgenommen wurden. Die entsprechenden Curven sind in Taf. III, Fig. 17 angegeben.

H	Element I		Element II		Element IIIa		Element IV	
	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.	E. M. K.	Temp.
0,1			11265	1070			18614	1408
0,5	10950	1140	13685	1274	15665	1463		
1	11150	1156	14887	1371	15691	1465	18614	1408
2	12135	1237	15013	1381	15691	1465	18074	1374
3	12625	1277	15218	1398	15442	1445	18267	1386
4	12830	1293	15285	1402	15410	1442	18360	1393
5	13020	1309	15349	1407	15442	1445	18267	1386
6	13310	1332	15586	1425	15371	1439	19126	1491
6,3					15478	1448		

In Tabelle I sind die mit Thermoelement IIIa erhaltenen Resultate denjenigen vorzuziehen, welche IIIb ergeben hat, da die Drähte des Elementes im ersteren Falle auf einer erheblich grösseren Strecke der Erhitzung durch den sehr dünnen äusseren Flammenmantel ausgesetzt waren, welcher bei weitem der heisseste Theil der Flamme ist. Eine ähnliche Betrachtung lässt uns in der Tabelle II die Angaben des Elementes IIIb zuverlässiger erscheinen als diejenigen von IIIa, denn hierbei muss die erwärmende Wirkung des äusseren Flammenmantels möglichst ausgeschlossen werden, was durch die V-Form wesentlich besser erreicht wird, wenn man das Element so anordnet, wie dies in Fig. 6 angedeutet ist.

Aus der Tabelle III ist ersichtlich, dass die Thermoelemente mit mittlerer Drahtdicke (II und III) infolge der Wärmeleitung vom äusseren Flammenmantel her an verschiedenen Stellen der Flamme zu hohe Temperaturen ergeben, während für das dickste Element I die Angaben stets zu tief ausfallen.

Die Temperatur der Löthstelle des dünnsten Elementes IV (0,05 mm dick) kommt jedenfalls der Flammentemperatur am nächsten. Würde man jene Temperatur gleich der Flammentemperatur setzen, dann würde aus den Versuchen hervorgehen, dass Theile der Flamme, welche für die rohe Beobachtung von gleicher Farbe sind, doch etwas verschiedene Temperaturen besitzen; dass die höchsten Temperatur im

äusseren Mantelsaum, ungefähr 2 cm über der Basis stattfindet und $1704 + 20 = 1724^{\circ}$ beträgt, dass die Mitte des Flammenmantels in 1 cm Höhe über der Basis die höchste Temperatur (1611°) besitzt; dass der innere Mantelsaum, — von der Spitze, an welcher die Messungen unsicher wurden, abgesehen — ungefähr 1 cm über der Basis am heissesten ist (1428°).

§ 8. Es fragt sich nun, um welchen Betrag etwa infolge der Wärmeleitung und -Strahlung die Temperatur der Löthstelle des Elementes IV noch von der Flammentemperatur verschieden ist. Zur Beantwortung dieser Frage kann folgendes beitragen: 1. In der Höhe von 1 bez. 2 cm über der Flammenbasis wurden mit Elementen I—IV von der geradlinigen Form α Messungen der Temperatur des äussersten Flammenmantels vorgenommen und mit aller Sorgfalt darauf geachtet, dass sich die Löthstellen der vier Elemente nacheinander genau in demselben Punkt der Flamme befanden. Die Resultate dieser beiden Versuchsreihen sind in den Fig. 18 und 19 graphisch dargestellt. Die Abscissen bedeuten die Drahtdicken der einzelnen Thermoelemente in $\frac{1}{10}$ mm, die Ordinaten die abgelesenen Temperaturen der Contactstelle. In beiden Fällen lässt sich durch die vier Punkte eine ziemlich glatte Curve legen, welche gegen die Abscissenaxe schwach convex gekrümmt ist. Verlängert man diese Curven unter Beibehaltung der gleichen Krümmung bis zur Ordinatenaxe, so schneiden sie dieselbe in Punkten, welche bez. den Temperaturen 1750° und 1765° entsprechen. Diese Temperaturen würde also ein unendlich dünnes Thermoelement annehmen, die Flammentemperaturen an der betreffenden Stelle würden also bez. 1770° und 1758° betragen. Es ist jedoch zu vermuthen, dass auch diese Temperatur noch etwas unterhalb der wahren Temperatur liegt, da das dünnste Thermoelement im äusseren Flammenmantel so lange zum Schmelzen gebracht wurde, bis eine merkliche Verdickung der Drähte in unmittelbarer Nähe der Contactstelle eingetreten war (vgl. unter 2).

2. Es ist öfter beobachtet worden, dass sehr dünne Platindrähte in der Flamme des Bunsen'schen Brenners zum Schmelzen gebracht werden können. Ich machte den Versuch in der Weise, dass ich ein schwach vergrösserndes Mikroskop,

dessen Objectiv zum Schutze gegen die Hitze der Flamme mit einer Glimmerplatte bedeckt war, auf das Ende eines 0,05 mm dicken, im äusseren Flammenmantel befindlichen Platindrahtes einstellte. Nach wenigen Secunden sah man, wie das Platin zu schmelzen begann, indem es schöne birnförmige Tropfen des flüssigen Metalls bildete. Erreichten sie eine bestimmte Dicke — etwa die drei- bis vierfache des ursprünglichen Drahtdurchmessers — so hörten diese Tropfen auf zu fliessen, da sie entweder infolge des erhöhten Wärmeverlustes durch Strahlung und Leitung eine Abkühlung erlitten, oder weil sie nunmehr theilweise aus der ausserordentlich dünnen, heissen Schicht des äusseren Flammenmantels herausragten. Dieser Versuch wurde häufig und stets mit dem gleichen Erfolge wiederholt.

Man könnte zu der Annahme geneigt sein, dass das Schmelzen des Platins erst eintritt, nachdem es in der Flamme eine chemische Veränderung erlitten hat. Berücksichtigt man aber die unter § 8, 1 mitgetheilten thermoelectrischen Messungen, nach welchen die Temperatur der Flamme an ihrer heissesten Stelle dem Schmelzpunkt des reinen Platins (1780°) jedenfalls sehr nahe liegt; ferner, dass das Schmelzen sehr schnell nach dem Einbringen in die Flamme eintritt, so scheint kein Grund vorzuliegen, zur Erklärung des Schmelzversuches eine chemische Veränderung des Platins in der Flamme anzunehmen; dann aber würde aus dem Schmelzversuch hervorgehen, dass die Temperatur der Flamme an ihrer heissesten Stelle in der That den Schmelzpunkt des reinen Platins erreicht bez. überschreitet.

Meine Versuche zeigen also, dass zu der vollständigen thermoelectrischen Messung der Temperaturen im Bunsenschen Blaubrenner ein schwerer als Platin schmelzbares Metall im Thermoelement benutzt werden muss, und dass selbst Drähte von nur 0,05 mm Dicke die Wirkung der Wärmeleitung noch erkennen lassen; doch wird es möglich sein, durch Anwendung passend gebogener Drähte die hieraus hervorgehende Fehlerquelle zu vermindern.

Berlin, Physikalisches Institut, Juni 1896.

11. Zur Energetik; von Ludwig Boltzmann.

Eine Discussion, wie die vorliegende über Energetik, wird nicht in der Erwartung unternommen, dass der eine Recht, der andere Unrecht behalte, sondern in der Absicht, dass die Ansichten aller aufgeklärt werden. Daher kann ich, was die Beziehungen der Energetik zur Mechanik anbelangt mit dem Erfolge zufrieden sein. Der letzte Aufsatz Hrn. Helm's¹⁾ scheint alles vollkommen klar zu legen.

Die Hrn. Planck und Helm haben (wie sich nun herausstellt gleichzeitig) gezeigt, dass sich die gewöhnlichen Bewegungsgleichungen für ein System materieller Punkte aus dem Energieprincipe unter der Annahme gewinnen lassen, dass dieses für jeden der Punkte in jeder Coordinatenrichtung oder nach Hrn. Helm überhaupt für jede willkürliche Richtung separat gilt.

Dagegen gewinnt Hr. Helm schon die Lagrange'schen Gleichungen und daher auch die ganze übrige Mechanik durch Transformation der rechtwinkligen Coordinaten materieller Punkte und der auf diese wirkenden Kräfte, was also die Voraussetzung involvirt, dass die Körper Systeme materieller Punkte seien. Diese Voraussetzung aber versetzt uns offenbar wieder ganz auf den Boden der alten Atomistik. Aus ihr folgt in bekannter Weise, dass bei langdauernder Bewegung unter dem Einflusse von Kräften, welche nicht auf alle materiellen Punkte gleichmässig wirken, unregelmässige Bewegungen der materiellen Punkte gegeneinander entstehen müssen²⁾, welche immer einen Theil der sichtbaren lebendigen Kraft verschlucken, dass bei genügend heftiger Bewegung der materiellen Punkte diese aneinander vorbeikriechen, wodurch

1) Helm, Wied. Ann. 57. p. 646. 1896.

2) Folgt nicht selbst unter Annahme continuirlicher Raumerfüllung, aus den Gleichungen der Elasticitätslehre, dass analoge unregelmässig zitternde Bewegungen der Volumenelemente entstehen müssen, welche dann die naheliegendste Erklärung der Verwandlung elastischer Schwingungen in Wärme bieten?

der Körper verflüssigt wird, sowie dass sich Theilchen von der Oberfläche loslösen müssen, wodurch der Körper verdampft.

Diese atomistischen Hypothesen erkennen übrigens auch den Energiebegriff als einen der wichtigsten an, ja sie liessen sich, wenn man will, unter passenden Nebenannahmen auch aus dem Energiebegriffe gewinnen. Wenn jedoch die Energetik derartige Hypothesen als zu wenig verbürgt nicht anerkennen will, so müsste sie einen ganz anderen Weg einschlagen.

Wie aus der Annahme, dass die lebendige Kraft der Bewegung das primär Gegebene, das Bewegliche selbst aber ein erst daraus abgeleiteter Begriff sei, eine Mechanik construirt werden könne, vermag ich mir gegenwärtig noch nicht vorzustellen. Bequemt sich dagegen die Energetik, vom Massenbegriffe auszugehen, so hätte sie, um der Atomhypothese zu entgehen, anzunehmen, dass die Materie ihren Raum continuirlich erfüllt. Aus dem Energieprincip wären dann durch Zuziehung passender Hülfsypothesen zunächst die Bewegungsgleichungen für starre Körper zu gewinnen, etwa durch Ableitung der Lagrange'schen Gleichungen ohne den Umweg über die Coordinaten der einzelnen Punkte, aus denen der Körper besteht und über die Kräfte, welche auf diese Punkte wirken. Durch neue Hülfsypothesen müssten aus den Formeln für die elastische und hydrodynamische Energie die betreffenden Gleichungen abgeleitet werden. Alle diese Ableitungen dürften möglich, ja sogar, je nachdem man diese oder jene Hülfshypothese beizieht, auf verschiedene Weise möglich sein und mir schiene der Versuch derartiger Ableitungen für die Wissenschaft nützlich.

Schwieriger dürfte es sein, vom Standpunkte der reinen Energetik eine Uebersicht über alle Fälle, wo mechanische Energie in Wärme verwandelt wird, über die Erscheinungen des Schmelzens und Verdampfens, über die Eigenschaften der Gase und Dämpfe etc. zu geben, während gerade diese Phänomene durch die Moleculartheorie und die specielle mechanische Wärmetheorie so verständlich werden.

Die Energetik scheint noch weit davon entfernt zu sein, alle hier skizzirten Aufgaben gelöst zu haben. Man könnte sich offenbar erst, wenn dies geschehen wäre, ein Urtheil über

die Anschaulichkeit der Hülfsypothesen, deren die Energetik bedarf, bilden und diese auf dem ganzen Gebiete der Mechanik mit der Moleculartheorie vergleichen.

Auch der von mir ursprünglich gerügten wärmetheoretischen Gleichung hat Hr. Helm nunmehr eine klare Bedeutung gegeben, da er festsetzt, dass darin J nicht die im Körper selbst geltende (innere) Intensität, sondern die Intensität der äusseren Gegenwirkung ist, wodurch der Satz, wenigstens wenn J den Druck darstellt, klar und verständlich wird. Freilich glaube ich, dass in Verbindung hiermit noch manche andere Ausführungen Hrn. Helms präciser gefasst werden müssten; denn wo immer Hr. Helm den in Rede stehenden Satz anwendet¹⁾, scheint es mir, als ob er im Widerspruche mit seiner jetzigen Festsetzung unter J wieder die innere im Körper herrschende Intensität verstünde, also doch wieder ausschliesslich das Gleichheitszeichen schreiben müsste.

Natürlich ist aber dieser Punkt ein ziemlich unwesentlicher und es wäre erst möglich festzustellen, was die Energetik den Gibbs'schen Lehrsätzen wesentlich Neues hinzugefügt hat, wenn eine klare und einwurfsfreie Darstellung der Wärmetheorie, Chemie und Electricitätslehre vom energetischen Standpunkte wenigstens in den ersten Grundzügen gelungen wäre.

Während der Correctur kommt mir H. Ostwalds Replik (p. 154) zu Gesichte. Danach scheint es, dass derselbe nicht, wie ich früher glaubte, in der Mechanik die Energie als das ursprünglich Gegebene betrachtet und die Masse erst aus gewissen Eigenschaften derselben ableiten will, sondern dass er unter Beibehaltung der Begriffe der alten Mechanik von der Masse ausgeht und die Energie als $\frac{1}{2}mv^2$ definirt. Ob man dann die Masse oder die Energie oder beides oder gar vielleicht keines von beiden, sondern unsre Vorstellungen, als das Existirende (Substantielle) bezeichnet, dürfte, da man doch mit allem die alten Vorstellungen verbindet, kaum wesentlicher sein, als ob man dem absoluten Maasssysteme die Massen oder Energieeinheit zu Grunde legt. Bezüglich des übrigen Inhalts der Replik glaube ich mich kurz fassen zu können.

Dass H. Ostwald von den Vorzügen seiner Betrachtungs-

1) Helm, Math. Chemie p. 45, 46, 47, 60.

weise persönlich überzeugt ist und sich nicht davon wird abbringen lassen, habe ich nie bezweifelt. Unklar bewusste Impulse bei der Forschung entziehen sich selbstverständlich der Discussion. Doch dürfte über die der Atomistik vorgeworfene Unfruchtbarkeit wohl auch mancher Chemiker anderer Ansicht sein, der die mögliche Zahl isomerer Verbindungen oder die Eigenschaft die Polarisationssebene zu drehen, direct aus dem Bilde ableitet, das er sich von der Lagerung der Atome macht. Ich meinerseits erlaube mir darauf hinzuweisen, dass sich Gibbs bei Begründung seiner Sätze sicher molekulare Vorstellungen machte, wenn er auch die Moleküle nirgends in die Rechnung einführte, dass die Sätze über Energie und Entropie von Gasen, verdünnten Lösungen namentlich aber von einem Gemische eines in Dissociation begriffenen Körpers und seiner Bestandtheile nur durch die Vorstellung gefunden und begründet wurden, dass die verschiedenen Moleküle räumlich neben einander existiren, dass endlich auch die neueste electrochemische Theorie ihren Ausgangspunkt in der rein molekularen Vorstellung Nernst's von der Lösungstension hatte. Erst später wurden diese Sätze von ihrer molekularen Begründung getrennt und als reine Thatsache hingestellt. Der mathematische Theil der Gastheorie aber verfolgt hauptsächlich den Zweck der Weiterentwicklung der mathematischen Methodik, für deren Werthschätzung niemals die sofortige praktische Verwendbarkeit massgebend war. Diesen Theil möge der reine Practiker nicht lesen, aber auch nicht kritisiren.

12. Zur Gasdiffusion; von M. Toepler.

Wenn in einen mit Gas erfüllten Raum durch eine Wandöffnung ein zweites Gas unter Ausschluss aerostatischer Druckdifferenzen nur infolge der Diffusion einströmt, so erfährt das Gesamtgewicht des Gasinhaltes eine continuirliche Veränderung, welche, wenn sie in geeigneter Weise untersucht wird, zum Studium der Diffusionsgesetze etc. benutzt werden kann. Ein zu diesem Zwecke besonders geeignetes Hilfsmittel ist gegenwärtig durch die *Drucklibelle* geboten, welche sich schon in einer Reihe von physikalischen Anwendungen¹⁾ bewährt hat. Mit diesem Instrumente lässt sich in der That der zeitliche Verlauf von Diffusionsprocessen bequem und sicher verfolgen, wie an einigen hierüber angestellten Versuchen im Nachfolgenden gezeigt werden soll.

Der angewandte Apparat unterschied sich nur wenig von dem zur Gasdichtenbestimmung von mir benutzten, wie er l. c.²⁾ beschrieben ist (vgl. auch Fig. 1 daselbst). In Bezug auf Einzelheiten muss ich auf jene Notiz und vor allem auf die zuletzt citirten Abhandlungen meines Vaters zurückweisen. Um aber eine leichte Orientirung zu ermöglichen, füge ich auch hier eine schematische Figur (in schiefer Projection) bei.

Die Libelle (Xylolfaden in geknicktem Glasrohre) befand sich wieder auf dem früher³⁾ genau beschriebenen, in der beigegebenen Figur nur (im Durchschnitte) angedeuteten Libellenprober; die Elevationsschraube *s*⁴⁾ gab also nach früheren

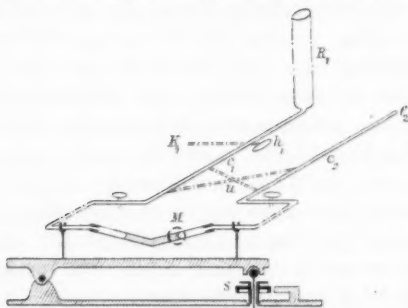
1) A. Toepler u. R. Hennig, Berl. Akad. Ber. 15. März 1888 u. Wied. Ann. **34**. p. 790. 1888; R. Hennig, Wied. Ann. **50**. p. 485. 1893; A. Toepler, Wied. Ann. **56**. p. 609. 1895, **57**. p. 324. 1896; M. Toepler, Wied. Ann. **57**. p. 311 u. p. 472. 1896.

2) M. Toepler, Wied. Ann. **57**. p. 311. 1896.

3) A. Toepler, Wied. Ann. **56**. p. 611. 1895.

4) Die Einrichtung der Schraube *s*, welche in den citirten Abhandlungen nicht näher beschrieben ist, kann aus dem oben angegebenen Schema im Durchschnitte ersehen werden. Das obere Kugelgelenk ist mittels eines Einschnittes in der Kugel, in welchen ein cylindrischer

Bestimmungen für einen Trommeltheil (gleich $\frac{1}{300}$ Umdrehung) eine Winkeldrehung der Libelle um q gleich 0,000002526. An die Libelle schloss sich wieder das genau horizontale Capillarensystem an; der Umschalter u wurde hier nur zur bequemen Feststellung einiger nebensächlicher Werthe benutzt; während der Diffusionsbeobachtung war die Libelle stets direct (nicht über Kreuz) mit den Capillaren c_1 und c_2 verbunden. Durch h_1 wurde wieder das zu untersuchende trockene Gas von K_1 aus zugeführt zur Füllung des verticalen, cylindrischen Druckrohres R_1 ; (das entsprechende Rohr R_2 an der Capillaren c_2 , welches bei der Gasdichtenbestimmung mit Zimmerluft gefüllt war, war ganz fortgelassen; c_2 endigte frei bei f_2). Im Gegensatze zu der früheren Anordnung war hier das Rohr R_1



oben¹⁾ horizontal eben abgeschnitten und offen. Dieses „Diffusionsrohr“ stand ganz frei und unverhüllt; das horizontale Capillarensystem und die (wieder in einem Wasserbade befindliche) Libelle dagegen waren sorgfältig in Baumwolle gepackt. Bei den geringen Schwankungen der Zimmertemperatur (diese bewegte sich in den Beobachtungsstunden nur zwischen 18° und 19° C.) ist anzunehmen, dass der ganze Apparat eine hinreichend constante Temperatur besass.

Jede Diffusionsbeobachtung wurde folgendermaassen ausgeführt. Zunächst liess ich das getrocknete Gas in das verti-

Stift genau passend eingreift, an der Drehung um die Spindelaxe gehindert. Das untere Kugelgelenk ist mit der Schraubenmutter, welche zugleich die Ablesetrommel trägt, fest verbunden.

1) Bei Untersuchung von Gasen leichter als Luft war das Rohr R_1 selbstverständlich senkrecht nach unten gerichtet.

cale Diffusionsrohr R_1 langsam einströmen, während die Libelle ausgeschaltet war. Durch Drehung des Hahnes h_1 wurde (wie früher) die Gaszufuhr abgeschnitten und zugleich das Diffusionsrohr mit der Libelle verbunden. Dann wurde durch Rückdrehen des Hahnes h_1 von neuem Gas in das Diffusionsrohr gelassen, hierauf wieder die Libelle eingeschaltet, u. s. f. bis der Ausschlag der Libelle einen Grenzwert erreicht, welcher der *völligen Füllung* des Diffusionsrohres mit dem zu untersuchenden Gase entsprach. Nun wurde zum letzten Mal Gas eingeleitet und dann in einem abgelesenen Zeitmomente (Nullpunkt der Zeitählung) endgültig die Libelle mit dem Diffusionsrohre verbunden.

Bei fortschreitender Diffusion am freien Ende von R_1 wird jetzt der dem aerostatischen Drucke der Gassäule im Diffusionsrohre das Gleichgewicht haltende Libellenausschlag erst rasch dann immer langsamer kleiner werden wollen.¹⁾ Das hieraus folgende Bestreben der beiden Oberflächenmenisken der Libellenflüssigkeit (deren einer bei M mit Mikroskop und Fadenkreuz beobachtet wird) ihren Stand zu ändern, wurde aber beständig mittels der Elevationsschraube s compensirt; die beobachtete Xylolkuppe, d. h. die Stelle der grössten horizontalen Ausbauchung des Meniskusbildes, wurde andauernd in unmittelbarster Nähe der Visirlinie des Fadenkreuzes gehalten. Insbesondere wurde die Compensation so geleitet, dass nach Ablauf je einer Zeitminute die Xylolkuppe immer wieder *genau* vor dem Fadenkreuze stand; die in diesem Augenblicke vorhandene Stellung der compensirenden Elevationsschraube wurde abgelesen, dann weiter compensirt, so dass nach Ablauf der nächsten Minute eine neue Ablesung erfolgen konnte. Die Differenzen je zweier so einander folgenden Ablesungen will ich mit D bezeichnen.²⁾

1) Die gleichzeitige Diffusion in den *horizontalen* Capillarenstücken beiderseits h_1 , deren Länge in unserem Falle je mehr als 30 cm betrug, hat auf den Libellenstand keinen Einfluss; die Länge der Capillarenstücke ist natürlich so zu wählen, dass der fortschreitende Gasaustausch in ihnen erst nach beendigter Diffusionsbeobachtung das Rohr R_1 oder die Libellenschlenkel erreicht.

2) Die Compensation in der beschriebenen Weise durchzuführen ist nicht schwer, wenn man, wie es bei den weiterhin mitgetheilten Be-

Beim Beginn jedes Diffusionsversuches, wo das Druckrohr noch vollkommen mit Gas gefüllt ist, gilt natürlich dieselbe Gleichgewichtsbedingung, wie sie früher für Gasdichtebestimmungen (vergl. l. c. Gleichung 3) angegeben ist.

Es ist also

$$\frac{H(s_g - s_e)b}{(1 + at)b_0} = F \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot \varphi \cdot \frac{\Delta z}{2}.$$

Hierin bedeutet:

H die Höhe des Diffusionsrohres zwischen dem oberen freien Ende und dem horizontalen Capillarsystem unten,

s_g das spec. Gewicht (bei 0° und 76 cm Barometerdruck des untersuchten Gases im Diffusionsrohre,

s_e das spec. Gewicht der (feuchten) Zimmerluft,

t die beiden Gasen gemeinsame Temperatur nach Celsius,

a ist gleich $\frac{1}{272.5}$,

b bedeutet den mittleren (reduc.) Barometerstand während des Diffusionsversuches,

b_0 den Barometerstand von 76 cm Quecksilber,

F einen von eins nur wenig verschiedenen Correctionsfactor (wegen des Einflusses der Oberflächenspannung der Libelle),

λ den Horizontalabstand beider Kuppen der Libellenflüssigkeit,

σ das spec. Gewicht der letzteren bei der λ -Bestimmung,

$\Delta z/2$ die zur Compensation des einseitigen Libellenausschlages erforderliche Anzahl von Schraubentheilen.

φ ist der Factor, welcher die letzteren Ablesungen auf Bogenmaass reducirt (in unserem Falle $\varphi = 0,000002526$).

Zu bemerken ist wieder¹⁾, dass das Product $\lambda \cdot \sigma$ von der Temperatur des Libellenfadens unabhängig und für längere Zeiträume als constant anzusehen ist:

obachtungen stets geschah, nicht auf die Xylolkuppe selbst, sondern auf ihren ersten Beugungstreifen visirt. Ist der Querschnitt des Libellenrohres klein gegen den des Diffusionsrohres, so könnte man noch bequemer so verfahren, dass man die Elevationsschraube s je um gleiche (kleine) Winkel dreht und die Zeitintervalle beobachtet zwischen je zwei einander folgenden Durchgängen der Xylolkuppe durch die Visirlinie; die angegebenen Formeln wären mit nur unwesentlichen Aenderungen auch hier anzuwenden.

1) Wied. Ann. 56. p. 617. 1895.

Nennt man G das Gewicht (in Grammen) der ursprünglich (bei vollkommener Füllung) im Druckrohre vorhandenen Gasmenge, q den Querschnitt dieses Rohres in qcm, so kann man obige Gleichung auch schreiben

$$\frac{G}{q} \cdot \frac{s_g - s_e}{s_g} = F \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot \varphi \cdot \frac{\Delta z}{2}$$

Nun diffundirt allmählich Gas in den freien Raum hinaus und Luft in das Diffusionsrohr hinein. Nach τ Secunden sei in ihm noch Rg Gas vorhanden. Hat das Druckrohr überall gleichen Querschnitt (was bei den Versuchen hinreichend erfüllt war) so ist der von dem Gasreste auf die Libelle ausgeübte ärostatische Druck *unabhängig* von der Vertheilung des Gases im Druckrohre, und die Gleichgewichtsbedingung lautet immer noch wie oben, nur dass R für G einzusetzen ist und der Werth des Ausschlages Δz kleiner geworden ist.

Für die um eine Minute spätere Zeit τ_1 gilt genau das Nämliche; der Gasrest möge R_1 Gramm wiegen, der Ausschlag sei Δz_1 .

Bezeichnet man die in der Zeit τ bis τ_1 aus dem Rohre hinausdiffundirte Gasmenge mit ΔS und erinnert sich, dass die Differenz zweier einander folgenden Libellenausschläge (d. h. $\Delta z / 2 - \Delta z_1 / 2$) schon oben mit D bezeichnet wurde¹⁾ so erhält man

$$(1) \quad \Delta S = R - R_1 = q \cdot \frac{s_g}{s_g - s_e} \cdot F \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot \varphi \cdot D$$

D ist also (unter sonst gleichbleibenden Verhältnissen) der in der Zeit τ bis τ_1 diffundirten Gasmenge proportional.

Unter Zugrundelegung der bekannten Differentialgleichung

$$\frac{du}{d\tau} = k \cdot \frac{d^2 u}{dx^2}$$

1) Die Relation Gleichung (1) gilt aber nur, wenn die Aenderung des Kuppenstandes infolge von Temperaturänderungen der (in einem Wasserbade befindlichen) Libelle hinreichend klein ist, während jeder einzelnen Beobachtungsreihe. Dieser störende Einfluss wächst mit der Fadenlänge und ist bei einer solchen von 10 cm, wie ich sie benutzte, schon recht bedeutend, lässt sich aber leicht in Rechnung ziehen (bei kürzeren Fäden würde dagegen die Inconstanz von F störend werden können). Bei den mitgetheilten Versuchen konnte die Libellentemperatur als hinreichend constant angesehen werden.

worin k die sogenannte Diffusionsconstante bedeutet, erhält man nach den Rechnungen von Stefan¹⁾ für die gesammte Gasmenge S , die aus einem offenen, unendlich langen, mit Gas anfangs ganz gefüllten, cylindrischen Rohre von Beginn der Diffusion bis zur Zeit τ hinausdiffundirte folgenden Ausdruck:

$$S = 2 c_0 q \sqrt{\frac{k \tau}{\pi}}$$

Hierin bedeutet

c_0 die Concentration des Gases zu Beginn der Diffusion, in unserem Falle das Gewicht eines ccm des Gases in Grammen,
 τ die Zeit in Secunden,

k die Diffusionsconstante, d. h. die bei der Concentrationsdifferenz 1 im Abstände eines Centimeters durch den Querschnitt ein qcm diffundirende Gasmenge in Grammen,

π die Ludolf'sche Zahl,

q wie oben den Querschnitt des Diffusionsrohres in qcm.

Ein ebensolcher Ausdruck gilt dann für die bis zur Zeit τ_1 diffundirte gesammte Gasmenge.

Bezeichnet ΔS wieder wie oben die in der Zeit τ bis τ_1 Sec. nach Beginn der Diffusion ins Freie diffundirende Gasmenge, so gilt also

$$(2) \quad \Delta S = 2 c_0 q \sqrt{\frac{k}{\pi}} \left\{ \sqrt{\tau_1} - \sqrt{\tau} \right\}$$

Combinirt man Gleichung (1) und (2) und berücksichtigt, dass c_0 gleich

$$\frac{s_g}{1 + a t} \frac{b}{b_0}$$

ist, so folgt unmittelbar die einfache Relation

$$(3) \quad \frac{2(s_g - s_e)}{F \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot \varphi(1 + a t)} \cdot \frac{b}{b_0} \cdot \sqrt{\frac{k}{\pi}} = \frac{D}{\sqrt{\tau_1} - \sqrt{\tau}}$$

t und b sind hierbei während einer Beobachtungsreihe als constant anzusehen. Nach den Untersuchungen von A. v. Obermayer²⁾ und K. Waitz³⁾ ist k nicht ganz unabhängig von

1) Stefan, Wiener Berichte. 79. p. 177. Vergl. auch Wüllner, Experimentalphysik. 1. p. 452. 1895.

2) A. v. Obermayer, Wien. Akad. Ber. 85. p. 147 u. 749. 1882. u. 87. p. 188. 1883.

3) K. Waitz, Wied. Ann. 17. p. 201. 1882.

der verflossenen Diffusionszeit, jedoch sind die Unterschiede so klein, dass für kürzere Zeitintervalle \sqrt{k} als constant anzusehen ist. F ist innerhalb recht weiter Grenzen constant¹⁾, also lässt sich für kürzere Beobachtungsdauer Gleichung (3) schreiben

$$(4) \quad \frac{D}{\sqrt{t_1} - \sqrt{t}} = \text{const.}$$

Beobachtungen.

Obgleich nach Gleichung (3) die Diffusionsconstante berechnet werden kann, liessen es die sorgfältigen Arbeiten von J. Loschmidt und A. v. Obermayer²⁾ ausgeschlossen erscheinen, ohne umfangreiche Untersuchung über den Werth des Factors F für die Diffusionsconstante genauere *Absolutwerthe* zu erhalten, als sie von jenen Beobachtern gefunden wurden.

Sicher ist aber F unter den von mir benutzten Verhältnissen hinreichend constant, so dass einer Prüfung von Gleichung (4) nichts im Wege stand; hierfür genügt es dann, trockene Gase von dem Grade der Reinheit, wie sie die üblichen Darstellungsweisen ohne weiteres geben, zu benutzen.

Die wenn auch geringe Inconstanz von k fordert eine Beschränkung der Beobachtungen auf kürzere Zeiträume; es genügte daher, die Diffusionsrohre 60 bis 70 cm lang zu wählen; dann kann innerhalb der Versuchsfehlergrenzen das Rohr z. B. für Kohlensäurediffusion bis zu mehr als 10 Minuten Diffusionsdauer als unendlich lang, wie es die Theorie eigentlich fordert, angesehen werden.

Zunächst liess sich mit der angewandten Versuchsanordnung sehr leicht die Unabhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit von der Grösse des Rohrquerschnittes³⁾ zeigen durch successive Anwendung verschieden weiter Diffusionsrohre R_1 . Gleichung (4) werden die beobachteten Werthe von D (nach

1) Vgl. Wied. Ann. 57. p. 324. 1896.

2) J. Loschmidt, Wien. Akad. Ber. 61. p. 367; 62. p. 468. 1870; A. v. Obermayer, Wien. Akad. Ber. 81. p. 1102. 1880; 85. p. 147 u. 749; 1882; 87. p. 188. 1883. Betreffend weiter hier zu erwähnender Abhandlungen vgl. Winkelmann, Lehrb. d. Physik. 1. p. 667. 1891.

3) Innerhalb viel engerer Grenzen für die Rohrweite ist dies schon von Obermayer geschehen, vgl. Wien. Akad. Ber. 87. p. 190. 1883.

obiger Bemerkung) nur etwa für die ersten zehn Minuten erfüllen können (das diffundirende Gas war hier Kohlensäure); je nach gleichen Diffusionszeiten müssen die D -Werthe aller Rohre aber auch noch weiterhin untereinander gleich bleiben, wenn, wie bei meinen Versuchen, die Höhe der Diffusionsrohre nahe die gleiche ist; die Ablesungen konnten also zu vorliegendem speciellen Zwecke längere Zeit fortgesetzt werden.

Waren mit einem Diffusionsrohre mehrere Versuchsreihen gemacht worden, so steht in der nachfolgenden Tabelle einfach das arithmetische Mittel der Ablesungen; die Anzahl der Versuche ist in der ersten Zeile angegeben.

Anzahl der Versuche	2	1	2	3	1
Querschnitt d. Diff.-Rohre in qcm	6,998	0,419	0,159	0,0733	0,00876
mittlere Temperatur in Celsius	18,7	18,2	18,05	18,2	18,7
Werth von $\lambda \cdot \sigma$	8,68	8,85	8,86	8,85	8,51
Luftfeuchtigkeit	66%	73%	71%	73%	60%
red. Barometerstand	75,64	75,53	75,70	75,53	75,6
Zeit in Sec.	Ablesungsdifferenzen D				
60	40,6	39,7	—	44,2	—
120	32,5	33,1	32,3	33,4	30,8
180	24,7	28,0	29,0	27,2	22,0
240	21,3	26,0	24,3	25,4	26,9
300	20,6	22,6	24,1	22,7	—
360	20,0	21,6	19,8	21,3	18,7
420	19,9	19,6	20,1	21,6	—
480	18,8	19,6	19,5	18,6	21,2
540	17,0	18,0	18,6	18,2	—
600	15,2	17,7	17,1	16,7	15,0
660	15,1	15,8	16,1	16,7	—
720	15,1	15,8	16,4	15,4	18,0
780	13,1	15,7	14,4	14,9	—
840	13,1	15,0	14,8	14,9	14,1
900	13,3	14,0	14,0	14,1	—
960	12,8	13,9	13,8	14,1	—
1020	12,9	12,4	13,9	13,2	—
1080	12,0	13,1	13,6	12,2	—
1140	11,7	13,0	13,4	11,8	—
1200					

Die D -Werthe aller Columnen sind in der That trotz der grossen Verschiedenheit der Rohrquerschnitte untereinander fast gleich (wobei die Umrechnung auf gleiches $\lambda \cdot \sigma$ etc.

wenig Einfluss hat). Bedenkt man, dass ein Theilstrich in all' diesen Beobachtungen einer diffundirten Gassäule von nur etwa $\frac{1}{25}$ cm Höhe entspricht, und dass also z. B. bei dem engsten Rohre ein Theilstrich anzeigt, dass 0,0008 mg Kohlensäure ins Freie diffundirt sind, so wird man die auftretenden Abweichungen erklärlich finden, besonders da es an den Beobachtungstagen nicht absolut windstill war.¹⁾ Immerhin erhält man auch hier bei Berechnung der rechten Seite von Gleichung (4) recht constante Werthe als Controle.

An einem ganz windstillen Tage wurde weiter durch Diffusion von Ammoniak die Gleichung (4) geprüft.

Die Zimmertemperatur schwankte am Beobachtungstage nur zwischen $18,3^{\circ}$ und $18,7^{\circ}$, der Barometerstand betrug (unred.) 76,03 cm, die Luftfeuchtigkeit 72 Proc., $\lambda \cdot \sigma$ betrug 8,365 g/cm². Die Zahlen der folgenden Tabelle sind arithmetische Mittel aus den Ablesungen der ausgeführten fünf Beobachtungsreihen; der Querschnitt des für alle Beobachtungsätze benutzten Diffusionsrohres war 0,1590 qcm.

τ (Zeit in Sec.)	D beobachtet	$\frac{D}{\sqrt{\tau_1 - \sqrt{\tau}}}$	D berechnet
60	40,76	12,70	43,51
120	32,46	13,19	33,38
180	27,26	13,13	28,14
240	24,74	13,53	24,80
300	22,34	13,51	22,42
360	21,04	13,84	20,61
420	19,18	13,56	19,18
480	18,36	13,82	18,02
540	17,44	13,87	17,04

Berechnet man $D/\sqrt{\tau_1 - \sqrt{\tau}}$, so erhält man die dritte Kolumne; diese zeigt in der That recht constante Werthe.

1) Bei der Asymmetrie der benutzten Versuchsanordnung waren schon kleine Luftdruckschwankungen *sehr* störend. Vgl. Wied. Ann. 57. p. 474. 1896. Auch hätte für exacte Messungen der Diffusion aus sehr engen Druckrohren das gesammte Volumen des unteren horizontalen Röhrensystemes (zwischen Druckrohr und Libellenflüssigkeit) *möglichst* klein gewählt werden müssen, da sonst die Volumänderung desselben bei kleinen Temperaturschwankungen durch Hin- und Herschieben des Gasfadens im Diffusionsrohre einen sehr bedeutenden Einfluss auf die Ablesungen hat; dasselbe gilt für Barometerschwankungen.

Aus dem Mittel 13,56 dieser Werthe (gebildet mit Ausnahme des ersten, aus leicht ersichtlichen Gründen zu kleinen Werthes) ist dann *rückwärts* D berechnet; die vierte Columnne enthält die betreffenden Werthe. Die Uebereinstimmung zwischen erster und dritter Columnne ist in Anbetracht der Inconstanz von k völlig befriedigend zu nennen.¹⁾

Ebensogute Uebereinstimmung zeigten auch mit Wasserstoff ausgeführte Diffusionsversuche.

Die Versuche zeigen, dass die Drucklibelle ein geeignetes Hilfsmittel sein wird, die von A. v. Obermayer und Anderen angegebene Inconstanz der aus der oben angeführten Differentialgleichung definirten Grösse k zu untersuchen. Leider bin ich selbst in nächster Zeit an der Ausführung derartiger Versuche verhindert und muss mich daher einstweilen mit der Mittheilung der oben angegebenen, etwas rohen Beobachtungen begnügen.

Dresden, den 6. Mai 1896.

1) Dass die Zahlenwerthe von D für die Diffusion von Ammoniak einerseits, von Kohlensäure in Luft andererseits unter sonst gleichen Bedingungen in der That nahezu *gleich* sein müssen, was zunächst auffallen könnte, folgt aus Gleichung (3) in Verbindung mit der bekannten Loschmidt'schen Formel $k\sqrt{d \cdot d_1} = \text{const.}$ (wo d und d_1 die Dichten zweier beliebiger diffundirender Gase bedeuten).

Fig. 1.

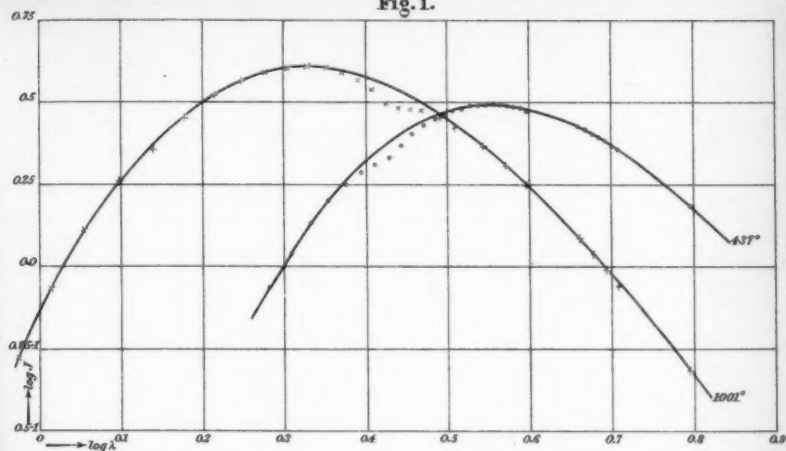


Fig. 2.

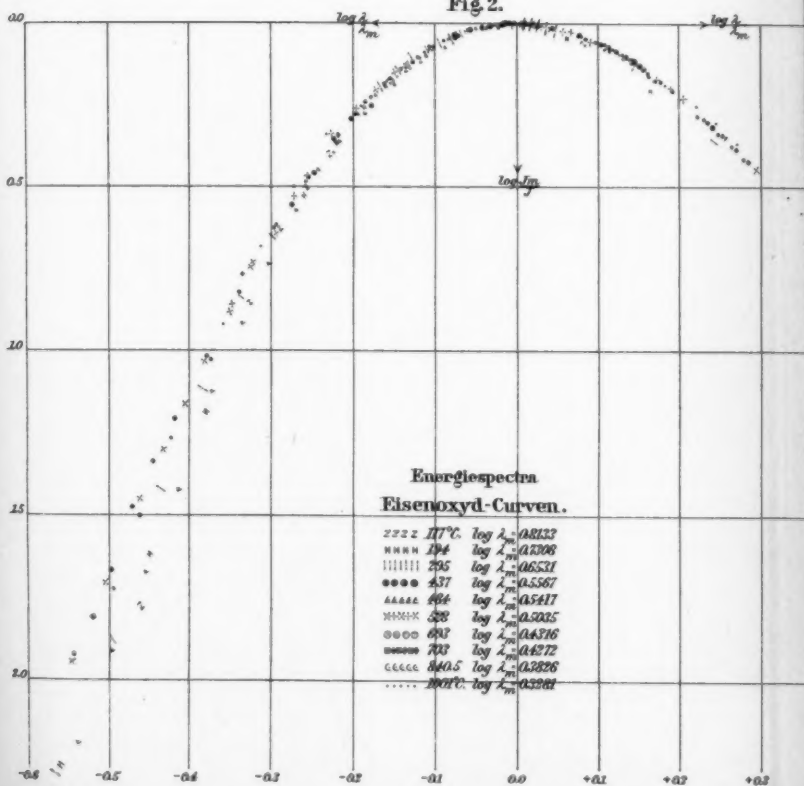


Fig. 4.

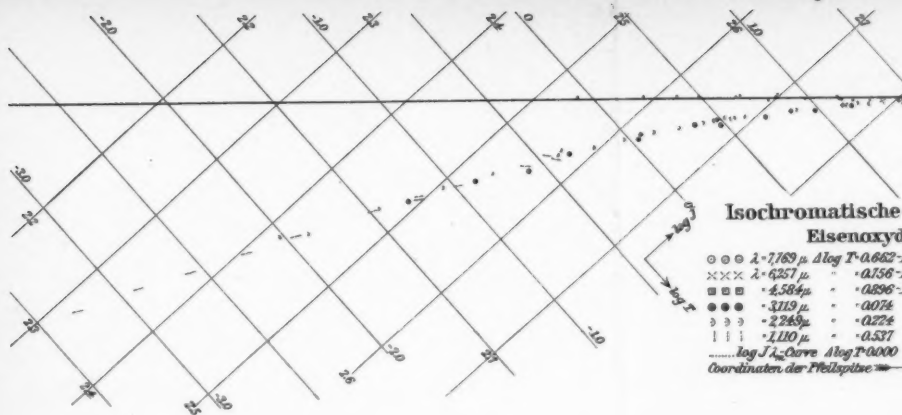
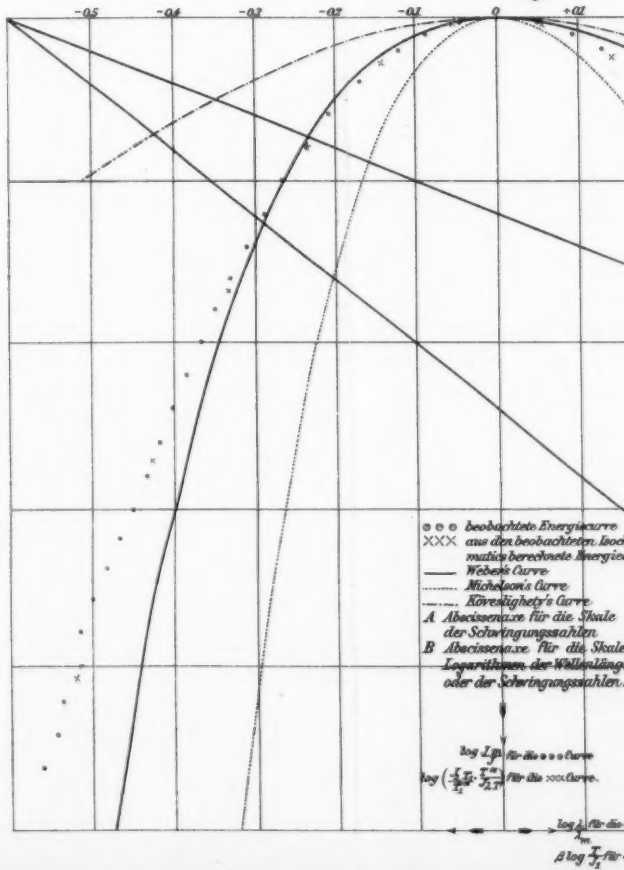


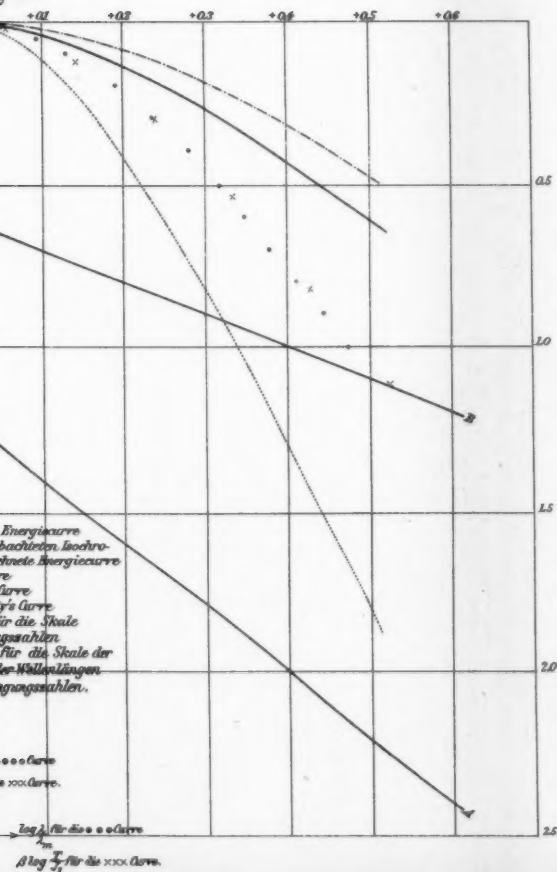
Fig. 3.

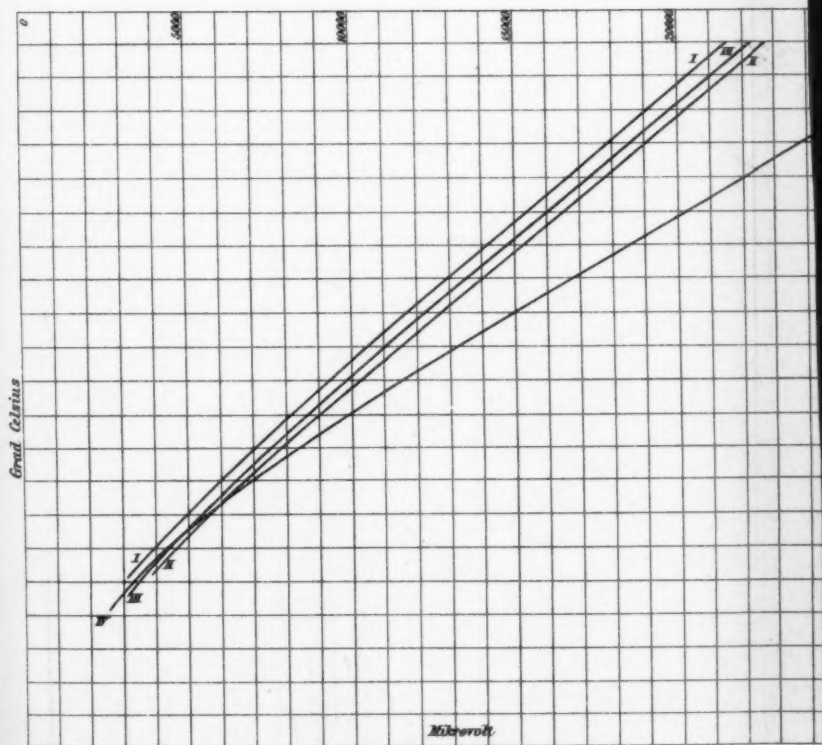
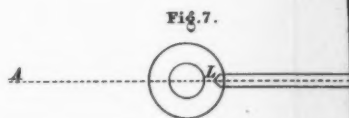
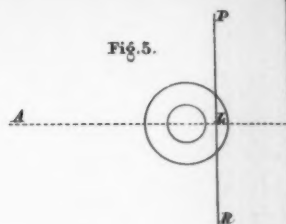
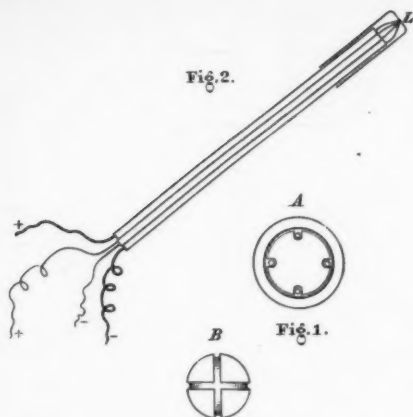


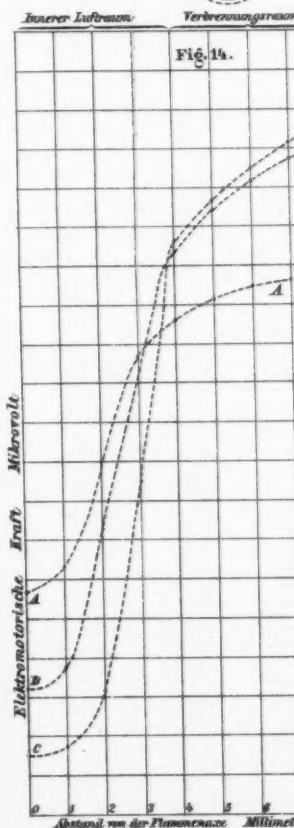
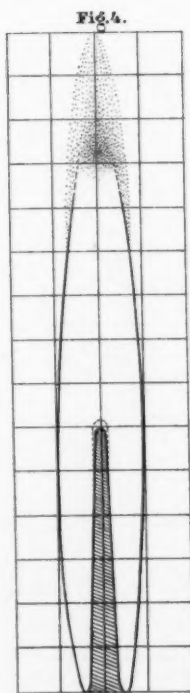
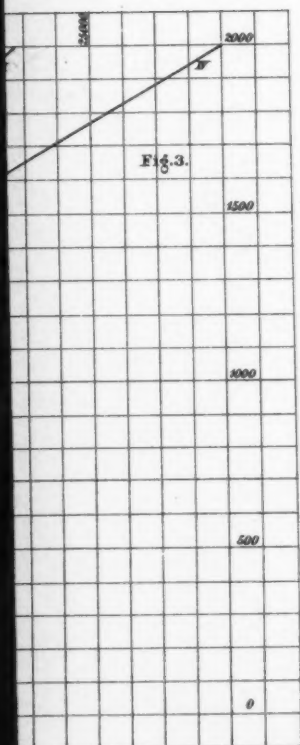
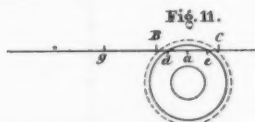
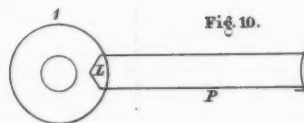
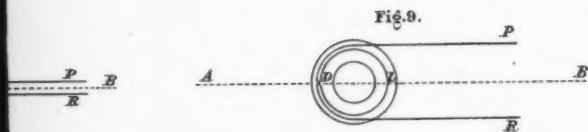
Paschen.

natistische Curven.
Eisenoxyd.

$\Delta \log T - 0.662 - 1$ $\Delta \log J - 0.104 - 3$
 " $0.156 - 1$ " $0.674 - 3$
 " $0.856 - 1$ " $0.411 - 2$
 " 0.074 " $0.420 - 1$
 " 0.224 " 0.272
 " 0.537 " 2.137
 $\Delta \log T - 0.000$ $\Delta \log J - 0.000 - 1$
 Wellenlinie $\rightarrow \log T - 2.849$ $\log J - 1.664$







Waggener.

Fig. 6.

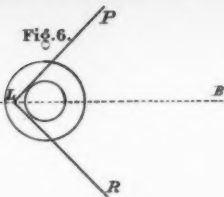


Fig. 10.

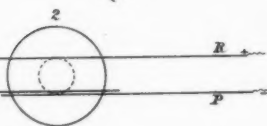
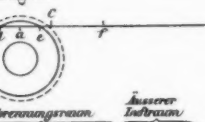


Fig. 11.



Äußerer Induktionsraum

Fig. 14.

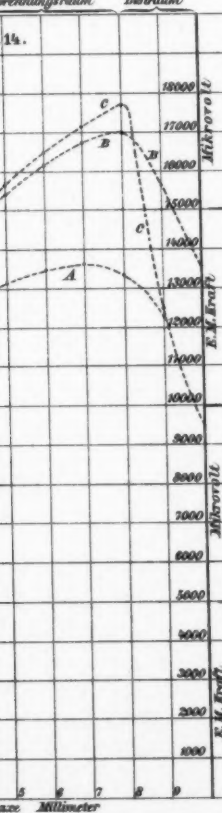


Fig. 12.

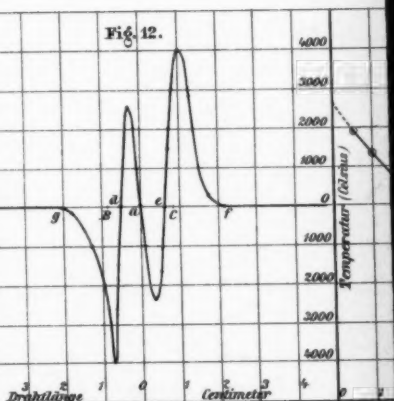


Fig. 13.

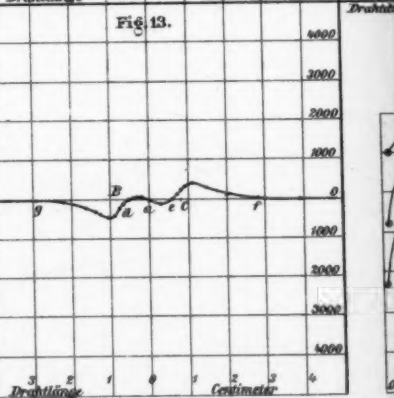


Fig. 16.

